



**UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA DE MÉXICO**

FACULTAD DE INGENIERÍA

**EQUIPO TRANSMISOR Y
RECEPTOR ÓPTICO**

T E S I S

Que para obtener el Título de

INGENIERO EN TELECOMUNICACIONES

P r e s e n t a

MIGUEL ÁNGEL GUILLÉN TORRES



ASESOR: DR. SERGEI KHOTIAINTSEV

Ciudad Universitaria, marzo de 2004



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

ESTA TESIS NO SALE
DE LA BIBLIOTECA

Autorizo a la Dirección General de Bibliotecas de la UNAM a difundir en formato electrónico e impreso el contenido de mi trabajo recepcional.

NOMBRE: Guillén Torres
Miguel Ángel

FECHA: 26 de marzo de 2009

FIRMA: 

DEDICATORIA

A mi señora madre, Miriam Torres del Cueto

AGRADECIMIENTOS

A MIRIAM TORRES DEL CUETO, por el amor y cuidado que durante toda mi vida me has brindado y con los cuales me he forjado; te estaré eternamente agradecido por tu fe en mí, tu extraordinaria paciencia, tu entereza inquebrantable, por tu ternura inmensa combinada con tu templanza y fortaleza ejemplares, así como por la enorme confianza que me inspiras y el apoyo invaluable que en todos los sentidos me has otorgado, todas cualidades por las cuales te amo, te admiro y te respeto profundamente, considerándote mi amiga y confidente además de ser mi Mom.

A MIGUEL GUILLÉN HERNÁNDEZ, por darme la vida y por compartirme tus experiencias y tu perspectiva de la misma. Por tu espíritu de lucha, por tus consejos y tus sugerencias, gracias papá.

A MIRIAM ADRIANA GUILLÉN TORRES, por tu ejemplo de sabiduría, prudencia y humildad, además de tu inmenso cariño (a pesar de ser muy mandona, como toda hermana mayor), tu inocencia y tu buen humor, casi tan simple como el mío.

A MARÍA ALEJANDRA GUILLÉN TORRES, por tu cariño, tu comprensión, tus consejos, tu gran generosidad, tu ayuda en mis desvelos y por tu inmenso apoyo tanto moral como material para terminar, corregir y presentar este trabajo de tesis, que representa el final de una etapa y el principio de mucho más.

A MIS TÍOS YOLANDA TORRES DEL CUETO Y JAVIER RICO RAMÍREZ, por el apoyo, comprensión y aliento que a lo largo de todos estos años nos han brindado a mi familia y a mí. Gracias en especial a ti, Yolanda, por tu buen humor y paciencia para resolver todas mis dudas acerca del correcto uso de nuestra bellísima lengua española.

A TRINIDAD PONCE DOMÍNGUEZ, por el inmenso amor y cariño, así como el apoyo y la lealtad incondicionales que por más de veinticinco años nos has brindado a mi familia y a mí.

A YOLANDA CASTELLS GARCÍA, porque aunque nunca fue mi profesora, sé que he tenido en usted no sólo a una buena amiga sino también a una gran maestra, pues he aprendido más de usted que de muchas otras personas. Su amistad y cariño son grandes tesoros para mí.

A ARTEMISA PEDROZA DE DE GORTARI, por su calidad humana excepcional. Su comprensión, solidaridad y apoyo han sido invaluable para mí y los míos. Agradezco profundamente todas sus finas atenciones.

A SERGEI KHOTIAINTSEV, por su ejemplo académico, digno de admiración y respeto. Le agradezco todo su apoyo y el tiempo dedicado a la asesoría de mi trabajo de tesis.

A VOLODYMYR SVRYD, por sus consejos, ayuda y útiles contribuciones que fueron piezas clave para el desarrollo exitoso de los experimentos asociados con este trabajo de tesis.

A MIGUEL MOCTEZUMA FLORES, por su apreciable amistad y su gran apoyo tanto en el aspecto académico como a nivel personal.

A JESÚS JAVIER CORTÉS ROSAS, por su ejemplo de constancia y perseverancia, su apreciable amistad, su buen humor y toda la ayuda que me brindó a lo largo de todos mis estudios en la Facultad de Ingeniería.

A HERIBERTO DE JESÚS AGUILAR JUÁREZ, le agradezco su amistad, su apoyo, sus consejos, así como el tiempo dedicado a resolver mis preguntas de óptica.

A MARIO CHIN AUYÓN, por tus sabios consejos, tu amistad, tu apoyo, ese sentido del humor tan peculiar y porque he aprendido de nuestras pláticas más que sólo álgebra, termodinámica, propiedades coligativas o fenómenos de transporte.

A ADRIANA MARTÍNEZ MARTÍNEZ, por tu ternura, tu sencillez, tus buenos sentimientos, tu inmenso amor y comprensión, la firmeza de tu fe y tus convicciones, tu sorprendente iniciativa, y porque haberte conocido ha sido un regalo divino que cambió mi vida.

A RICARDO HERNÁNDEZ SANTIAGO, por tu valiosísima y larga amistad, así como por todos los desvelos, sacrificios y malpasos que implicó para ti y toda tu familia la ayuda que me brindaste en la toma de fotografías y demás asuntos relacionados con el diseño gráfico de este trabajo de tesis.

A OMAR CARRASCO ORTEGA, por tu franca amistad siempre leal y solidaria, por todos los momentos tanto gratos como desagradables que hemos compartido desde que estuvimos en la Preparatoria 6 y además, por ser mi médico de cabecera y estar ahí siempre que te he necesitado.

A HELIA GONZÁLEZ ORDAZ, por tu valiosa amistad que me brindaste desde la Preparatoria, tus oportunos y francos consejos (aun sin ser buen “chicotito” para terminar más rápido mi tesis), así como por tu buen humor y esa simpleza única que me puede hacer reír aun en las peores circunstancias.

A MIS AMIGOS DE LA FACULTAD DE INGENIERÍA, por todos los momentos que compartimos juntos tanto dentro como fuera de la escuela. En especial, agradezco a HÉCTOR YUEN ZHOU, ADRIÁN CAMPOS IBARRA Y ALEJANDRO MONSIVÁIS HUERTERO, por toda la ayuda de cada uno de ellos en diferentes aspectos para la elaboración y culminación de este trabajo de tesis, pero sin olvidar a ALEJANDRO RANGEL RANGEL, ERIC RÍOS ROCHA, ALEJANDRO ISLAS LÓPEZ, ANTONIO VILA GARCÍA, SANKARSANA ROMERO GARCÍA y muchas personas más que nunca acabaría de mencionar. Les agradezco a todos su ayuda, apoyo y compañía.

ÍNDICE

INTRODUCCIÓN	15
1.1. Perspectiva histórica de los sistemas de comunicaciones ópticas	15
1.1.1. Evolución y tendencias actuales del desarrollo de las comunicaciones ópticas	17
1.2. Sistemas ópticos de comunicaciones	20
1.3. Componentes de los sistemas ópticos de comunicaciones	22
1.3.1. Las fibras ópticas como canal de comunicaciones	22
1.3.2. Transmisores ópticos	22
1.3.3. Receptores ópticos	23
1.4. Aplicaciones en el área de instrumentación	24
1.5. Bibliografía de la Introducción	25
CAPÍTULO 1. LA TÉCNICA LÁSER DOPPLER	27
1.1. Principios físicos	28
1.1.1. El efecto Doppler	28
1.1.2. Proceso heterodino óptico	28
1.2. Configuraciones de sistemas láser Doppler	29
1.2.1. Configuraciones de un solo haz incidente	29
1.2.2. Configuraciones de dos haces incidentes	30
1.3. Relación entre f_d y la velocidad en sistemas de dos haces	31
1.4. Anemómetros láser Doppler (ALDs) con sensibilidad direccional	36
1.5. Campos de aplicación de la técnica láser Doppler	38
1.6. Conclusiones	39
1.7. Bibliografía del Capítulo 1	39

CAPÍTULO 2. FUENTES DE RADIACIÓN ÓPTICA 41

- 2.1. Conceptos básicos 41
 - 2.1.1. Tasas de emisión y de absorción 42
 - 2.1.2. Uniones *p-n* 45
 - 2.1.3. Recombinación no radiante 47
 - 2.1.4. Materiales semiconductores 48
- 2.2. Diodos emisores de luz (LEDs) 50
 - 2.2.1. Características de potencia y corriente 50
 - 2.2.2. Espectro de un LED 52
 - 2.2.3. Respuesta a la modulación 53
 - 2.2.4. Estructuras de LEDs 54
- 2.3. Láseres semiconductores 56
 - 2.3.1. Ganancia óptica 56
 - 2.3.2. Retroalimentación y umbral láser 58
 - 2.3.3. Estructuras láser 60
 - 2.3.4. Control de modos longitudinales 63
 - 2.3.5. Láseres semiconductores de retroalimentación distribuida 64
- 2.4. Láseres de gas 65
 - 2.4.1. Láseres de helio-neón 66
 - 2.4.2. Láseres de iones de argón 70
- 2.5. Conclusiones 72
- 2.6. Bibliografía del Capítulo 2 72

CAPÍTULO 3. RECEPTORES ÓPTICOS 75

- 3.1. Conceptos básicos 75
 - 3.1.1. Responsividad de un detector 75
 - 3.1.2. Tiempo de subida y ancho de banda 78
- 3.2. Fotodetectores comunes 79
 - 3.2.1. Fotodiodos *p-n* 79
 - 3.2.2. Fotodiodos *p-i-n* 81
 - 3.2.3. Fotodiodos de avalancha 84
 - 3.2.4. Fotodetectores MSM 89
- 3.3. Diseño de receptores 90
 - 3.3.1. Sección de preamplificación 90
 - 3.3.2. Canal lineal 92
 - 3.3.3. Circuito de decisión 93
- 3.4. Conclusiones 94
- 3.5. Bibliografía del Capítulo 3 95

CAPÍTULO 4. FUENTES DE RUIDO DE FOTODETECTORES Y RECEPTORES ÓPTICOS 97

- 4.1. Mecanismos de ruido 97
 - 4.1.1. Ruido de disparo 98
 - 4.1.2. Ruido térmico 99
- 4.2. Ruido en detectores *p-i-n* 100
 - 4.2.1. Límite del ruido térmico 100
 - 4.2.2. Límite del ruido de disparo 101
- 4.3. Ruido en detectores APD 101
 - 4.3.1. Mejoría del ruido de disparo 101
 - 4.3.2. Ganancia óptima de los APDs 103

4.4. Conclusiones	104
4.5. Bibliografía del Capítulo 4	105

CAPÍTULO 5. DESARROLLO EXPERIMENTAL 107

5.1. Descripción general del instrumento construido	107
5.2. Equipos y materiales	108
5.2.1. Fuente luminosa (láser de He-Ne)	108
5.2.2. Elementos ópticos	109
5.2.3. Equipo receptor óptico	114
5.2.4. Unidades de posicionamiento y montaje	115
5.2.5. Equipo de microscopía y fotográfico	129
5.2.6. Conjunto de motor y discos de acrílico	131
5.2.7. Instrumentos electrónicos	134
5.2.8. Herramientas y materiales diversos	137
5.3. Diseño y construcción de la instalación experimental	140
5.3.1. Etapa 1	140
5.3.2. Etapa 2	142
5.3.3. Etapa 3	143
5.3.4. Etapa 4	146
5.3.5. Etapa 5	146
5.3.6. Etapa 6	153
5.3.7. Etapa 7	157
5.3.8. Etapa 8	162
5.4. Resultados	168
5.5. Bibliografía del Capítulo 5	170

CONCLUSIONES GENERALES 171

APÉNDICE A. EFECTO DOPPLER (APROXIMACIÓN DE LA FÍSICA CLÁSICA) 173

A.1. Primer caso: observador móvil, fuente en reposo	173
A.2. Segundo caso: fuente móvil, observador en reposo	175
A.3. Tercer caso: fuente y observador en movimiento	176
A.4. Bibliografía del Apéndice A	177

APÉNDICE B. ÓPTICA DE HACES GAUSSIANOS 179

B.1. Ondas paraxiales	179
B.2. Propiedades del haz gaussiano	181
B.2.1. Intensidad	181
B.2.2. Potencia	183
B.2.3. Radio del haz	183
B.2.4. Divergencia del haz	184
B.2.5. Profundidad de enfoque	184
B.2.6. Fase	185
B.2.7. Frentes de onda	185
B.2.8. Parámetros requeridos para caracterizar a un haz gaussiano	188
B.2.9. Determinación de un haz dadas su anchura y curvatura en un punto	188
B.2.10. Identificación de un haz conociendo sus curvaturas en dos puntos distintos	188
B.3. Transmisión de haces gaussianos a través de componentes ópticos	189

B.3.1. Transmisión a través de una lente delgada	189
B.3.2. Límite de la óptica geométrica	191
B.4. Modificación de la forma de un haz gaussiano	192
B.4.1. Enfoque de un haz	192
B.4.2. Colimación de un haz	194
B.4.3. Expansión de haz	194
B.4.4. Reflexión de un haz gaussiano en un espejo esférico	195
B.5. Bibliografía del Apéndice B	196

APÉNDICE C. ESPECIFICACIONES TÉCNICAS DE EQUIPO

197

Láser de helio y neón	198
Cubos divisores de haz no polarizantes	200
Fotodetector DET110	206
Mesa óptica ligera	209
Postes de montaje de la Serie P	211
Bases PB1	212
Bases PB2/M	213
Bases PMB3	214
Sujetador "V" cinemático C1503/M	215
Sujetador "V" C1502/M	216
Abrazaderas de montaje Serie P	217
Plataformas cinemáticas de montaje KM2-B/M	218
Micropostes sujetadores modelo PM1/M	219
Adaptadores MA2/M	220
Monturas cinemáticas para espejos KM100T	221
Monturas cinemáticas para prismas KM100-P/M	222
Placas de ángulo recto AP90/M	223
Postes de acero Serie TR	224
Portapostes Serie PH	225
Bases BA1	226
Bases BA1S	227
Bases BA2	228
Portalentes LH1/M	229
Portalentes LH2/M	230
Unidad de translación XY	231
Montura para lentes LMR1/M	232
Tubos portalentes SM1L05	233
Tubos portalentes SM1L10	234
Anillos retenedores SM1RR	235
Abrazaderas de ángulo recto RA90/M	236
Cámara fotográfica	237
Fuente de alimentación de corriente continua	238
Preamplificador de corriente	240
Analizador de espectros de radiofrecuencia	244
Anteojos protectores	247

INTRODUCCIÓN

UN SISTEMA DE COMUNICACIONES es aquél que sirve para transmitir información de un lugar a otro, ya sea que estén separados por unos cuantos metros o por distancias intercontinentales. Usualmente la información es transportada por una onda electromagnética de alta frecuencia denominada onda portadora, cuya frecuencia puede variar desde algunos kilohertz hasta cientos de terahertz. Los sistemas de comunicaciones ópticas utilizan señales portadoras de altas frecuencias (alrededor de 100 THz) en la región visible o en la del infrarrojo cercano del espectro electromagnético. En ocasiones estos sistemas son llamados sistemas de ondas luminosas [I.1] (*lightwave systems* en inglés) para distinguirlos de los sistemas de microondas (*microwave systems*), cuyas frecuencias portadoras son típicamente cinco órdenes de magnitud más pequeñas (alrededor de 1 GHz). Los sistemas de comunicación de fibra óptica son sistemas de comunicación ópticos que utilizan fibras ópticas como líneas de transmisión. Estos sistemas se han utilizado a nivel mundial desde 1980 y han revolucionado la tecnología relacionada con las telecomunicaciones.

I.1. Perspectiva histórica de los sistemas de comunicaciones ópticas

El desarrollo de la telegrafía en la década de 1830 a 1840 marcó el comienzo de la era de las comunicaciones eléctricas. Utilizando terminología actual, la tasa de transmisión de bits equivalente o efectiva B de ese tipo de sistemas era de alrededor de 10 b/s con el uso de técnicas de codificación como el código Morse. El uso de estaciones repetidoras intermedias permitió establecer comunicaciones a través de grandes distancias (alrededor de 1000 km). La primera comunicación transatlántica exitosa fue posible en 1866. La telegrafía

utilizaba esencialmente un esquema digital mediante dos pulsos eléctricos de diferente duración (los puntos y líneas del código Morse). La invención del teléfono en 1876 produjo un importante cambio ya que las señales eléctricas eran transmitidas en forma analógica por medio de una corriente eléctrica de variación continua.

El desarrollo de redes telefónicas mundiales durante el siglo XX produjo diversos avances en el diseño de sistemas eléctricos de comunicaciones. El uso de cables coaxiales en lugar de pares de alambres incrementó considerablemente la capacidad de los sistemas. El primer sistema de cable coaxial, puesto en servicio en 1940, fue un sistema con portadora de 3 MHz capaz de transmitir 300 canales de voz o un solo canal de televisión. El ancho de banda de ese tipo de sistemas es limitado debido a las pérdidas del cable dependientes de la frecuencia, que se incrementan rápidamente a frecuencias mayores que 10 MHz. Esta limitación condujo al desarrollo de sistemas de comunicaciones de microondas, en los cuales una señal electromagnética portadora con frecuencias en el rango de 300 MHz a 300 GHz es utilizada para transmitir señales utilizando las técnicas de modulación adecuadas.

El primer sistema de microondas fue puesto en servicio en 1948 y operaba a una frecuencia portadora de 4 GHz. Desde entonces, tanto los sistemas de cable coaxial como los de microondas han evolucionado considerablemente y son capaces de operar a tasas de transmisión de aproximadamente 100 Mb/s. El sistema coaxial más avanzado fue puesto en funcionamiento en 1975 y operaba a una tasa de transmisión de 274 Mb/s [I.1]. Una gran desventaja de este tipo de sistemas coaxiales es su corta longitud de enlace (de 3 a 5 km como máximo), lo cual hace que el sistema y su operación sean complejos y costosos. Los sistemas de microondas generalmente permiten distancias de enlace mayores y operan en bandas de frecuencias más altas en comparación con los sistemas de cable coaxial. Un parámetro comúnmente utilizado para evaluar el desempeño de un sistema de comunicaciones es el producto tasa de transmisión-distancia, BL , donde B es la tasa de transmisión y L es la longitud de enlace. La [figura I.1](#) muestra cómo el producto BL ha aumentado de acuerdo con los avances tecnológicos durante el periodo comprendido entre 1850 y 2000.

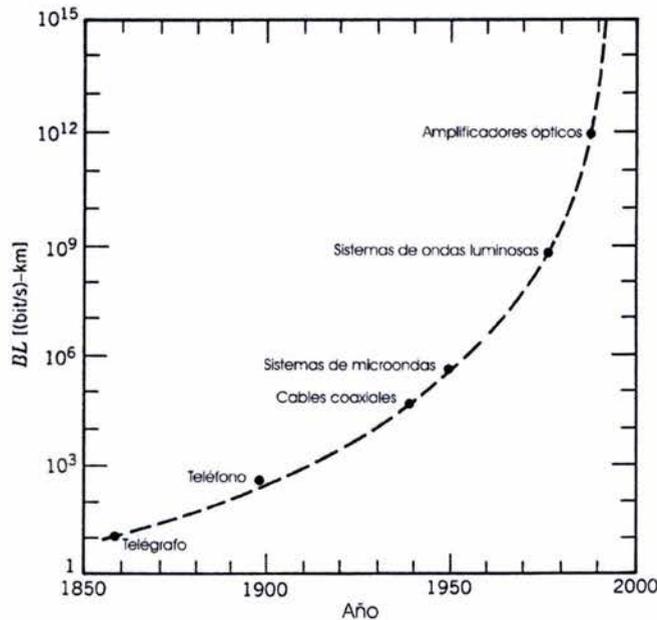
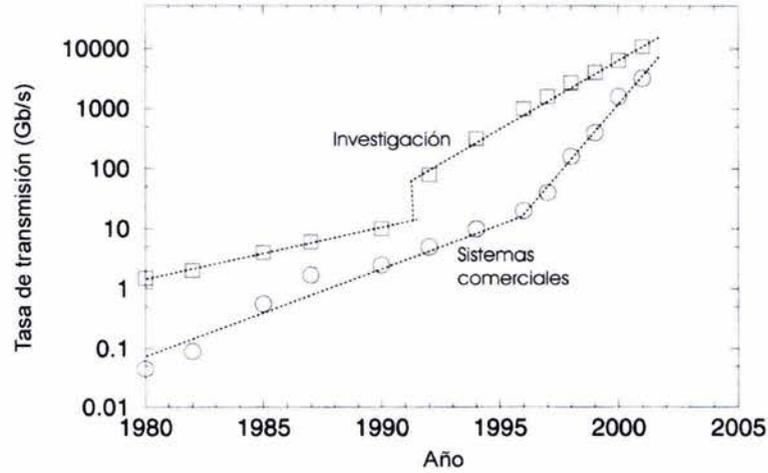


Figura I.1. Incremento del producto BL durante el lapso 1850–2000. La aparición de nuevas tecnologías se indica con círculos [I.1].

Durante la segunda mitad del siglo XX se comprendió que sería posible un incremento de varios órdenes de magnitud en el producto BL si se utilizasen ondas ópticas como portadoras. Sin embargo, no existían en ese momento (la década de 1950) ninguna fuente óptica coherente ni un medio de transmisión adecuado. La invención del láser y su demostración en el año de 1960 resolvieron el primer problema. Entonces los esfuerzos se enfocaron en hallar la manera de utilizar el láser para comunicaciones ópticas. Se aportaron muchas ideas durante la década de 1960, siendo una de las más notables aquella que proponía confinar la luz a través de lentes de gas. En 1966 se afirmó que las fibras ópticas podrían ser la mejor opción, ya que las fibras guiaban la luz de una manera similar a como los electrones son guiados en alambres de cobre. El mayor problema consistía en las grandes pérdidas de las fibras ópticas de esa época, que eran mayores de 1000 dB/km. En el año de 1970 ocurrió un gran progreso, cuando las pérdidas de las fibras pudieron ser reducidas a valores por debajo de 20 dB/km en la región de longitudes de onda cercanas a $1 \mu\text{m}$ [I.3]. Casi al mismo tiempo, se demostró la operabilidad de láseres semiconductores de arseniuro de galio (GaAs) en modo continuo y a temperatura ambiente [I.4].

La disponibilidad simultánea de fuentes ópticas compactas y fibras ópticas de pérdidas bajas condujeron a un esfuerzo mundial para desarrollar sistemas de comunicaciones basados en fibras ópticas. La [figura I.2](#) muestra el incremento de la capacidad de los sistemas ópticos de comunicaciones logrado después de 1980 a través de diversas generaciones de desarrollo. Como se muestra en dicha figura, las fases de investigación y desarrollo fueron seguidas de manera cercana por el despliegue comercial de estos sistemas. El progreso es claramente rápido, como lo constata la multiplicación de la tasa de transmisión en un factor de 100.000 en un periodo de menos de 25 años. Durante ese mismo lapso, las distancias de transmisión crecieron de 10 a 10,000 km. Como resultado, el producto BL de los sistemas ópticos de comunicaciones actuales puede llegar a ser 10^7 veces mayor que el de los sistemas de la primera generación.

Figura I.2. Incremento de la capacidad de los sistemas ópticos después de 1980. Los sistemas comerciales (círculos) siguen a los sistemas creados en investigaciones (cuadrados) con un retraso de pocos años. El cambio en la pendiente después de 1992 se debe a la aparición de sistemas WDM [I.1].



I.1.1. Evolución y tendencias actuales del desarrollo de las comunicaciones ópticas

Las investigaciones relacionadas con sistemas de comunicación de fibra óptica comenzaron alrededor del año 1975. Los extraordinarios progresos alcanzados en el lapso 1975-2000 pueden agruparse en numerosas generaciones distintas. La [figura I.3](#) muestra el incremento del producto BL durante este lapso según los

resultados de diversos laboratorios [I.2]. La línea recta corresponde a una duplicación del producto BL cada año. En todas las generaciones el producto BL crece al principio, pero su crecimiento se va desacelerando conforme la tecnología evoluciona. Cada nueva generación provee un cambio fundamental que ayuda a mejorar el desempeño de los sistemas.

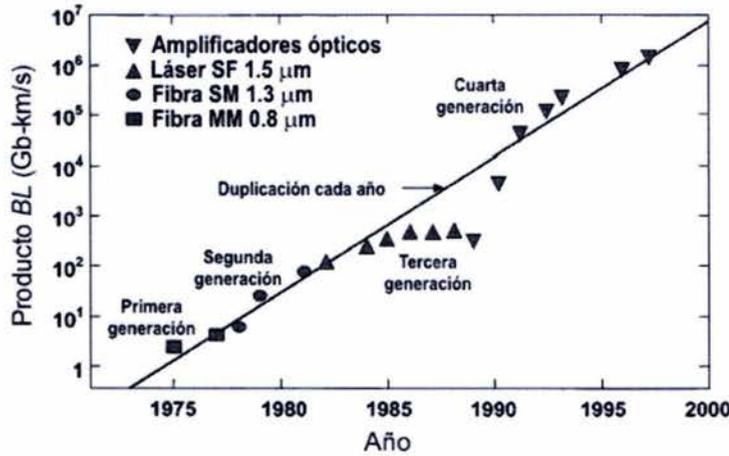


Figura I.3. Incremento del producto BL durante el lapso 1975–1980 a través de varias generaciones de sistemas ópticos de comunicaciones. Se usan símbolos diferentes para distinguir a las generaciones [I.2].

La primera generación de sistemas ópticos de comunicaciones operaba cerca de $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ y utilizaba láseres semiconductores de GaAs. Después de diversas pruebas de campo durante el lapso de 1977 a 1979, dichos sistemas estuvieron disponibles comercialmente en el año de 1980. Trabajaban a una tasa de transmisión de 45 Mb/s y permitieron un espaciamiento de repetición (longitud de enlace) de hasta 10 km, reduciendo considerablemente los costos de instalación y mantenimiento de los repetidores en comparación con los sistemas de cable coaxial, cuyo espaciamiento de repetición era de 1 km.

Durante la década de 1970 los científicos se percataron de que el espaciamiento de repetición podía ser incrementado considerablemente si los sistemas ópticos operaban con portadoras cerca de la región de $1.3 \mu\text{m}$, donde las pérdidas de las fibras son menores a 1 dB/km. Además, las fibras ópticas presentan dispersión mínima en esta región de longitudes de onda, lo cual originó esfuerzos a nivel mundial para desarrollar láseres semiconductores y detectores de InGaAsP que operaran cerca de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. La segunda generación de sistemas de comunicación basados en fibras ópticas estuvieron disponibles al principio de la década de 1980, pero la tasa de transmisión de los primeros sistemas estuvo limitada a menos de 100 Mb/s debido a la dispersión presente en las fibras multimodo. Esta limitación desapareció con el uso de fibras ópticas monomodo. Un experimento de laboratorio realizado en 1981 demostró la posibilidad de llevar a cabo transmisiones a 2 Gb/s a través de 44 km de fibra óptica monomodo, con la pronta entrada de sistemas comerciales al mercado.

En 1987 la segunda generación de sistemas ópticos de comunicaciones, operando a tasas de transmisión de hasta 1.7 Gb/s con espaciamientos de repetición de 50 km estaban comercialmente disponibles. El espaciamiento de repetición de estos sistemas se encontraba limitado debido a las pérdidas de las fibras en el rango espectral de $1.3 \mu\text{m}$, con un valor típico de 0.5 dB/km. Las pérdidas del SiO_2 son mínimas cerca de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$: en 1979 se obtuvo una pérdida de 0.2 dB/km en ese rango espectral [I.1]. Sin embargo, la introducción de sistemas ópticos de tercera generación se vio considerablemente retrasada debido a una alta dispersión cerca de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. No podían utilizarse láseres semiconductores de InGaAsP convencionales debido al ensanchamiento de pulsos resultante de la oscilación simultánea de varios modos longitudinales.

El problema de la dispersión puede resolverse ya sea utilizando fibras de dispersión desplazada (*dispersion-shifted fibers* en inglés [I.1]) diseñadas para presentar una dispersión mínima cerca de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$, o bien limitando el espectro del láser a un único modo longitudinal. Ambas técnicas fueron practicadas durante la década de 1980 y en 1985 experimentos de laboratorio indicaron la posibilidad de transmitir información a tasas de hasta 4 Gb/s a través de distancias mayores de 100 km [I.5]. En 1990 estuvieron disponibles comercialmente sistemas ópticos de tercera generación que operaban a tasas de transmisión de 2.5 Gb/s. Estos sistemas eran capaces de trabajar a tasas de transmisión de hasta 10 Gb/s [I.6]. El mejor desempeño se logra utilizando fibras de dispersión desplazada en combinación con láseres de oscilación en un único modo longitudinal.

Una desventaja de los sistemas de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ de tercera generación es que la señal es regenerada periódicamente utilizando repetidores electrónicos con espaciamentos de típicamente 60 a 70 km. El espaciamento puede aumentarse haciendo uso de técnicas de detección coherente homodinas o heterodinas, ya que éstas mejoran la sensibilidad del receptor. Los sistemas que utilizan dichas técnicas se denominan sistemas ópticos coherentes, los cuales estuvieron en etapa de desarrollo durante la década de 1980. Sus ventajas potenciales fueron demostradas a través de diversos experimentos, pero su introducción comercial fue pospuesta debido al advenimiento de los amplificadores en fibra en el año de 1989.

La cuarta generación de sistemas de ópticos de comunicaciones utiliza amplificación óptica para incrementar el espaciamento de repetición y multicanalización por división de longitud de onda (*Wavelength-Division Multiplexing*, WDM) para incrementar la tasa de transmisión de bits. Como puede observarse en las diferentes pendientes antes y después de 1992 en la [figura 1.2](#), el advenimiento de la técnica WDM comenzó una revolución que dio como resultado la duplicación de la capacidad de los sistemas cada 6 meses aproximadamente, permitiendo a los sistemas ópticos operar a tasas de 10 Tb/s en 2001. En la mayoría de los sistemas WDM las pérdidas de las fibras son compensadas de manera periódica usando amplificadores de fibra óptica con impurezas de erbio (*erbium-doped fiber amplifiers*, EDFA) con distancias de separación en el rango de 60 a 80 km. Estos amplificadores fueron desarrollados después de 1985 y estuvieron disponibles comercialmente a partir de 1990. Un experimento en 1991 demostró la posibilidad de realizar una transmisión a 21,000 km con una tasa de 2.5 Gb/s, y a 14,300 km con una tasa de 5 Gb/s, utilizando una configuración de lazo recirculante (*recirculating-loop configuration*) [I.7], lo cual demostró a su vez que era posible crear un sistema submarino de transmisión totalmente óptico basado en amplificadores para comunicaciones intercontinentales. En 1996 fueron realizadas transmisiones a 11,300 km con tasa de 5 Gb/s usando los cables submarinos actuales [I.8], e incluso estuvieron disponibles sistemas comerciales transatlánticos y transpacíficos.

Desde entonces, un gran número de sistemas ópticos submarinos han sido tendidos a nivel mundial: El sistema FLAG (*Fiber-optic Link Around the Globe*), de 27,000 km, comenzó a operar en 1998, comunicando numerosos países asiáticos y europeos [I.9]. Otro gran sistema óptico conocido como *Africa One*, que rodea el continente africano y cubre una distancia total de transmisión de alrededor de 35,000 km, comenzó a funcionar en 2000 [I.10]. Varios sistemas WDM fueron tendidos a través de los océanos Atlántico y Pacífico durante el período de 1998 a 2001 en respuesta al incremento en el tráfico de datos debido a Internet.

El objetivo actual del desarrollo de los sistemas ópticos es aumentar la capacidad de los sistemas transmitiendo un mayor número de canales por medio de la técnica WDM. Con los grandes anchos de banda resultantes de las señales WDM, generalmente no es posible amplificar todos los canales utilizando un solo amplificador, por lo cual nuevos esquemas de amplificación están siendo explorados para cubrir la región espectral comprendida entre $\lambda = 1.45 \mu\text{m}$ y $\lambda = 1.62 \mu\text{m}$. Ello dio origen en 2000 a un experimento con una tasa de transmisión de 3.28 Tb/s, en el que 82 canales de 40 Gb/s cada uno fueron transmitidos

simultáneamente a través de 3000 km, dando un producto BL de casi 10,000 Tb-km/s. Al cabo de un año, fue posible aumentar la capacidad del sistema a casi 11 Tb/s (273 canales WDM, cada uno operando a 40 Gb/s), pero la distancia de transmisión estaba limitada a 117 km [I.11]. En otro experimento, 300 canales WDM cada uno operando a 11.6 Gb/s, fueron transmitidos a través de 7,380 km, resultando un producto BL de más de 25,000 Tb-km/s [I.12]. A finales de 2000 estaban disponibles sistemas terrestres comerciales con tasas de 1.6 Tb/s, y se planeaba aumentar su capacidad a 6.4 Tb/s. Tomando en cuenta que los sistemas de la primera generación tenían una tasa de transmisión de 45 Mb/s en 1980, es notable que la capacidad de los sistemas se haya multiplicado por un factor mayor que 10,000 en un lapso de 20 años.

La quinta generación de sistemas ópticos de comunicaciones se relaciona con el incremento del rango de longitudes de onda sobre el cual puede operar simultáneamente un sistema WDM [I.1]. La ventana de longitudes de onda convencional, conocida como banda C [I.1], cubre el rango espectral de 1.53 a 1.57 μm y está siendo extendida tanto por su extremo de longitudes de onda más cortas como por el de longitudes de onda más largas, llamadas banda S y L, respectivamente. La técnica de amplificación de Raman [I.1] puede ser usada para señales en cualquiera de las tres bandas, e incluso ha sido desarrollado un nuevo tipo de fibra, denominada fibra seca (*dry fiber*), que posee la propiedad de que las pérdidas de la fibra son menores en todo el rango espectral comprendido entre 1.3 y 1.65 μm [I.13]. La existencia de estas fibras y los nuevos esquemas de amplificación podrían dar origen a sistemas con miles de canales WDM.

La quinta generación de sistemas ópticos de comunicaciones también intenta incrementar la tasa de transmisión de cada canal en la señal WDM. En 2001, numerosos experimentos utilizaron canales operando a 40 Gb/s; es probable que en el futuro se lleve a cabo una migración a tasas de transmisión de 160 Gb/s. Este tipo de sistemas requiere un manejo extremadamente cuidadoso de la dispersión en la fibra. Una propuesta sumamente interesante está basada en el concepto de solitones ópticos, pulsos que mantienen su forma durante su propagación en una fibra al contrarrestar el efecto de dispersión por medio de efectos no lineales de la fibra. Aunque la idea básica fue propuesta desde 1973, fue hasta 1988 que un experimento de laboratorio demostró que era posible la transmisión de datos a través de 4000 km compensando la dispersión en la fibra por medio de amplificación de Raman. Los amplificadores de fibra óptica con impurezas de erbio (EDFA) fueron utilizados para amplificación de solitones por primera vez en 1989; desde entonces, diversos experimentos han demostrado el potencial que a futuro poseen los sistemas de comunicaciones basados en solitones. En 1994 fueron realizadas transmisiones de solitones a 10 Gb/s a través de 35,000 km y a 15 Gb/s a través de 24,000 km [I.14]. A inicios de 1996 la técnica WDM fue utilizada también para solitones, en combinación con manejo de dispersión. En un experimento realizado en 2000, hasta 27 canales WDM cada uno operando a 20 Gb/s fueron transmitidos a través de 9,000 km utilizando una técnica de amplificación híbrida [I.15]. A pesar de que la tecnología de comunicaciones vía fibra óptica tiene apenas 25 años de existencia, ha progresado rápidamente y ha alcanzado un cierto grado de madurez.

I.2. Sistemas ópticos de comunicaciones

Como se mencionó anteriormente, en principio, un sistema óptico de comunicaciones se diferencia de un sistema de microondas únicamente por el rango de frecuencias de sus ondas portadoras. Las frecuencias de las portadoras ópticas son típicamente de alrededor de 200 THz [I.1], en contraste con las portadoras de sistemas de microondas, con frecuencias desde 300 MHz hasta 300 GHz [I.16]. La capacidad de un sistema óptico puede ser hasta 10,000 veces mayor que el de un sistema de microondas debido al hecho de poseer portadoras de tan altas frecuencias, ya que el ancho de banda de la onda moduladora puede ser

un muy pequeño porcentaje de la frecuencia de la onda portadora. Si por ejemplo, se consideran señales moduladoras que posean un ancho de banda del 1 % de la frecuencia portadora, entonces el ancho de banda sería del orden de terahertz, implicando una capacidad de envío de señales de cientos de canales de TV a un mismo tiempo, o envío de señales digitales con tasas de transmisión del orden de 1 Tb/s, dependiendo de los esquemas de modulación y de codificación [I.1], [I.17].

En la [figura I.4](#) se muestra un diagrama de bloques de un sistema óptico de comunicaciones, el cual consiste en un transmisor, un canal de comunicaciones y un receptor, que son elementos comunes para todos los sistemas de comunicaciones. Los sistemas ópticos de comunicaciones pueden ser clasificados en dos grandes categorías: guiados y no guiados [I.1], [I.18]. En el caso de sistemas ópticos guiados, la luz permanece confinada en el espacio utilizando fibras ópticas. Debido a que todos los sistemas ópticos guiados de comunicaciones utilizan fibras ópticas, son llamados sistemas de comunicaciones vía fibra óptica. En el caso de los sistemas ópticos de comunicaciones no guiados, el haz óptico emitido por el transmisor se propaga en el espacio de manera similar a como lo hacen las microondas. Sin embargo, los sistemas ópticos no guiados son menos adecuados que las microondas para aplicaciones de radiodifusión, ya que los haces ópticos se propagan de manera más directiva hacia delante (debido a su corta longitud de onda). El uso de estos sistemas requiere, en general, del apuntamiento preciso entre el transmisor y el receptor. En el caso de propagación terrestre, las señales de los sistemas ópticos no guiados se deterioran considerablemente debido al esparcimiento que sufren en la atmósfera. Este problema evidentemente desaparece en comunicaciones en el espacio libre, (por ejemplo, en comunicaciones intersatelitales) [I.1].

El uso de comunicaciones vía fibra óptica es en general posible en cualquier área que requiera transferir información de un lugar a otro; no obstante, los sistemas basados en fibra óptica se han desarrollado principalmente para aplicaciones en telecomunicaciones, debido a que las redes telefónicas mundiales se utilizan para transferir además de voz, señales de datos de computadoras y mensajes de fax.

Las aplicaciones en telecomunicaciones pueden dividirse en dos categorías: de largo alcance y de corto alcance, dependiendo de que las señales ópticas sean transmitidas a distancias relativamente cortas o largas en comparación con distancias interurbanas (alrededor de 100 km).

Los sistemas de telecomunicaciones de largo alcance requieren líneas troncales de alta capacidad y se benefician del uso de sistemas basados en fibra óptica. Como se vio anteriormente, cada nueva generación de sistemas ópticos es capaz de operar a tasas de transmisión más altas a través de distancias mayores, aunque la regeneración periódica de las señales ópticas mediante el uso de repetidores es todavía necesario para la mayoría de los sistemas de largo alcance. No obstante, el incremento de más de un orden de magnitud tanto en la tasa de transmisión como en el espaciamiento de los repetidores de los sistemas ópticos en comparación con los sistemas coaxiales han hecho de los primeros una opción muy atractiva para aplicaciones de largo alcance. Además, pueden alcanzarse distancias de transmisión de miles de kilómetros mediante el uso de amplificadores ópticos.

Las aplicaciones en telecomunicaciones de corto alcance cubren el tráfico intraurbano y las redes locales. Estos sistemas generalmente operan a tasas de transmisión bajas y a distancias de menos de 10 km [I.1]. El uso de sistemas ópticos de un solo canal en este tipo de aplicaciones no es redituable, por lo que deben considerarse esquemas de redes multicanales con diversos servicios. El concepto de redes digitales de servicios integrados de banda ancha requiere sistemas de comunicaciones de alta capacidad que puedan transportar múltiples servicios. La tecnología de modo asíncrono de transferencia (*Asynchronous Transfer Mode*, ATM) también requiere grandes anchos de banda que sólo los sistemas de comunicaciones basados en fibra óptica pueden satisfacer.

I.3. Componentes de los sistemas ópticos de comunicaciones

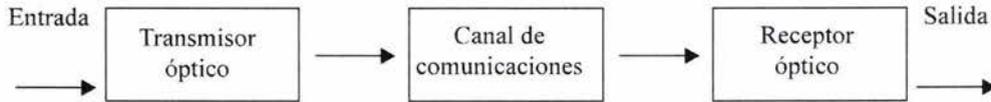


Figura I.4. Diagrama de bloques de un sistema óptico de comunicaciones típico.

El diagrama de bloques de la figura I.4 puede representar a un sistema de telecomunicaciones vía fibra óptica, con la única diferencia de que el canal de comunicaciones es un cable de fibra óptica. Los otros dos componentes, el transmisor y el receptor ópticos, son diseñados para satisfacer las necesidades específicas y adecuarse a las características del canal de transmisión.

I.3.1. Las fibras ópticas como canal de comunicaciones

La función de un canal de comunicaciones es transportar la señal (óptica) desde un transmisor hasta un receptor sin distorsionarla. La mayoría de los sistemas ópticos utilizan fibras ópticas como canal de comunicaciones, ya que las fibras de dióxido de silicio pueden transmitir la luz con pérdidas muy pequeñas (0.2 dB/km). Aun con estas bajas pérdidas, la potencia se reduce a únicamente el 1 % de la potencia inicial después de 100 km. Es por esta razón que las pérdidas de las fibras constituyen un parámetro de diseño importante y determinan el espaciamiento de los repetidores o amplificadores en un sistema óptico de largo alcance. Otro parámetro de diseño importante es la dispersión de la fibra, que provoca el ensanchamiento de los pulsos luminosos conforme se propagan. Si los pulsos ópticos se dispersan demasiado, la señal transmitida se degradará severamente, y a la larga será imposible recuperar con precisión la señal original. Este problema es más severo en el caso de las fibras multimodo, ya que los pulsos se ensanchan rápidamente (típicamente a una tasa de 10 ns/km) debido a las diferentes velocidades asociadas a distintos modos de propagación. Por ello la mayoría de los sistemas ópticos de telecomunicaciones utilizan fibras monomodo, en las cuales la dispersión del material (relacionada con la dependencia del índice de refracción respecto de la frecuencia) sigue produciendo un ensanchamiento de los pulsos, pero éste es suficientemente pequeño (típicamente menor que 0.01 ns/km) como para considerarlo aceptable en la mayoría de las aplicaciones, y puede ser reducido adicionalmente controlando la anchura espectral de la fuente óptica. Sin embargo, la dispersión del material establece el límite definitivo de la tasa de transmisión y la distancia de los sistemas de comunicaciones vía fibra óptica [I.1].

I.3.2. Transmisores ópticos

La función de un transmisor óptico es convertir una señal eléctrica en una señal óptica y enviar ésta última hacia la fibra óptica. La figura I.5 muestra el diagrama de bloques de un transmisor óptico, que consiste en una fuente óptica, un modulador y un acoplador de canal [I.1]. Los láseres semiconductores o los diodos emisores de luz (LEDs, *Light-Emitting Diodes*) son utilizados como fuentes luminosas debido a su compatibilidad con el canal de comunicaciones de fibra óptica. La señal óptica es generada al modular la onda óptica portadora. Aunque generalmente se utilizan moduladores externos, en algunos casos puede prescindirse de ellos, ya que la salida de las fuentes ópticas semiconductoras se puede modular

directamente al variar la corriente de inyección. Este tipo de esquemas simplifican el diseño del transmisor y generalmente son redituables. El acoplador es generalmente una microlente que enfoca la señal óptica en el plano de entrada de la fibra óptica con la mayor eficiencia posible [I.1].

La potencia de entrada es un parámetro sumamente importante, ya que al elevarla puede incrementarse el espaciamiento de repetidores (o de amplificadores). Sin embargo, la existencia de un conjunto de diversos efectos no lineales limita el valor de dicha elevación de potencia. La potencia de entrada es relativamente baja (menor que -10 dBm) cuando se utilizan LEDs, pero los láseres semiconductores pueden emitir

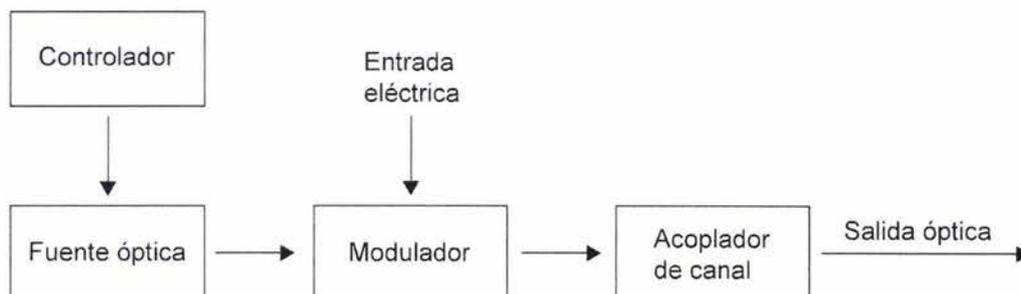


Figura I.5. Diagrama de bloques de los componentes de un transmisor óptico.

potencias de alrededor de 10 dBm. Debido a que los LEDs están también limitados en cuanto a su frecuencia máxima de modulación, la mayoría de los sistemas ópticos utilizan láseres semiconductores como fuentes ópticas. Con un diseño adecuado, los transmisores ópticos pueden trabajar a tasas de hasta 40 Gb/s [I.1].

I.3.3. Receptores ópticos

Un receptor óptico convierte la señal óptica proveniente de la fibra óptica en la señal eléctrica original. La figura I.6 muestra su diagrama de bloques. Consiste en un acoplador, un fotodetector y un demodulador. El acoplador enfoca hacia el fotodetector la señal óptica recibida. Los fotodiodos semiconductores son utilizados generalmente como fotodetectores debido a su compatibilidad con el sistema en general. El diseño del demodulador depende del formato de modulación utilizado. En particular, el uso de formatos FSK y PSK requieren técnicas de demodulación homodinas y heterodinas [I.1]. La mayoría de los sistemas ópticos de telecomunicaciones utilizan un esquema denominado modulación de intensidad con detección directa, abreviada generalmente como IM/DD debido a su nombre en inglés (*Intensity Modulation with Direct Detection*). En este caso, la demodulación es realizada por un circuito de decisión que identifica a

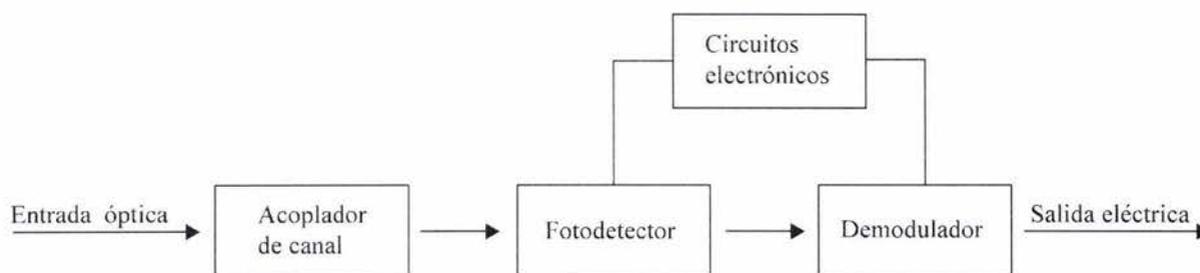


Figura I.6. Diagrama de bloques de los componentes de un receptor óptico.

los bits como ceros o unos, dependiendo de la amplitud de la señal eléctrica. La precisión del circuito de decisión depende de la relación señal a ruido (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR) de la señal eléctrica generada en el fotodetector.

La mayoría de los sistemas ópticos exigen para su operación una tasa de error de bits (*Bit-Error Rate*, BER) de 10^{-9} , e incluso algunos llegan a requerir una BER muy pequeña, del orden de 10^{-14} . En ocasiones son utilizados códigos correctores de errores para mejorar la BER de un sistema de comunicaciones.

Un parámetro importante de cualquier receptor es su sensibilidad. Ésta se define como el mínimo valor promedio de la potencia óptica requerido para obtener una BER de 10^{-9} . La sensibilidad del receptor depende de la SNR, que a su vez depende de varias fuentes de ruido que degradan la señal recibida. Incluso para un receptor perfecto existe una adición de ruido por el proceso de detección en sí, el cual es denominado ruido cuántico (*quantum noise*) o ruido de granalla (*shot noise*) [I.1], y tiene su origen en la naturaleza de partícula del electrón. En la práctica ningún receptor trabaja en el límite del ruido cuántico, debido a la existencia de otras fuentes de ruido, algunas de las cuales son internas en el receptor, como el ruido térmico. Existen otras fuentes de ruido en el transmisor y en la fibra, por ejemplo: cualquier proceso de amplificación de la señal óptica a lo largo de la línea de transmisión mediante amplificadores ópticos introduce un ruido conocido como ruido de amplificador, el cual tiene su origen en el proceso fundamental de emisión espontánea [I.1]. La dispersión cromática en las fibras ópticas origina ruido adicional a través de fenómenos tales como la interferencia intersímbolos y el ruido de partición de modos (*mode-partition noise*) [I.1].

La sensibilidad del receptor es determinada por un efecto acumulativo de todos los posibles mecanismos de ruido que degradan la relación señal a ruido. En general, la sensibilidad del receptor también depende de la tasa de transmisión, ya que el efecto de ciertas fuentes de ruido (por ejemplo, el del ruido de granalla) es proporcional al ancho de banda de la señal.

I.4. Aplicaciones en el área de instrumentación

En un inicio, las aplicaciones de los equipos transmisores y receptores ópticos se limitaban exclusivamente a aplicaciones de sistemas de control automático de sistemas físicos “lentos”, por ejemplo, sistemas mecánicos o hidráulicos, debido a los grandes tiempos de respuesta de los primeros dispositivos optoelectrónicos. También se llegaban a utilizar fuentes de radiación óptica de muy alta potencia en investigaciones exóticas y costosas en áreas del conocimiento como física nuclear. Muchos de estos equipos eran fabricados de manera individual para satisfacer las necesidades de una aplicación particular. Sin embargo, los rápidos avances tecnológicos en las telecomunicaciones y el consecuente perfeccionamiento de los equipos transmisores y receptores ópticos en la actualidad atraen la atención hacia ellos para su uso en aplicaciones de tecnología de punta, tales como las existentes en las actuales áreas de instrumentación y sensores ópticos.

Gracias al intenso desarrollo teórico y práctico que ha existido en los últimos años en el área de comunicaciones, así como a la fabricación en serie de equipos receptores y transmisores ópticos de muy diversas características (la longitud de onda de trabajo, la anchura espectral y la potencia de los transmisores, así como la respuesta en frecuencia, la responsividad, el tiempo de respuesta y los niveles de ruido de los receptores, por mencionar sólo unas cuantas), es posible partir de una base científica y tecnológica muy sólida para encontrar aplicaciones de gran interés en las áreas de sensores e instrumentación, con la posibilidad de diseñar, construir y probar prototipos en el laboratorio con un costo razonable y un desempeño extraordinario en comparación con dispositivos e instrumentos tradicionales.

Por todo lo anterior, durante el desarrollo del presente trabajo de tesis se realizó un estudio de los avances en el área de telecomunicaciones ópticas con la finalidad de diseñar y construir un instrumento óptico: el anemómetro láser Doppler (ALD), el cual posee tanto un transmisor como un receptor óptico, permitiendo así investigar los aspectos esenciales de la transmisión, recepción y procesamiento de señales ópticas.

La parte experimental del presente trabajo consistió en el diseño y construcción de un anemómetro láser Doppler de configuración de haz doble (consúltense los [Capítulos 1 y 5](#)), seleccionando los equipos transmisor y receptor ópticos más adecuados para tal fin, y habiendo evaluado a partir de sus características la conveniencia de usar o prescindir de materiales y equipos tales como fibras ópticas, lentes, espejos, prismas, amplificadores electrónicos, etc.

I.5. Bibliografía de la Introducción

- [I.1] Agrawal G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd edition, Wiley-Interscience, USA (2002).
- [I.2] Kogelnik H. *IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics*, **6**, p. 1279 (2000).
- [I.3] Kapron F. P., Keck D. B. and Maurer R. D. *Applied Physics Letters*, **17**, p. 423 (1970).
- [I.4] Hayashi I., Panish M. B., Foy P. W. and Sumski S. *Applied Physics Letters*, **17**, p. 109 (1970).
- [I.5] Gnauck A. H., Kasper B. L., Linke R. A. et. al. *Journal of Lightwave Technology*, **3**, p. 1032 (1985).
- [I.6] Nakagawa K. *Transactions of the IECE of Japan Journal*, **78B**, p.713 (1995).
- [I.7] Bergano N. S., Aspell J., Davidson C. R. et. al. *Electronics Letters*, **27**, p. 1889 (1991).
- [I.8] Otani T., Goto K. et. al. *Electronics Letters*, **31**, p. 380 (1995).
- [I.9] Welsh T., Smith R., Azami H. and Crisner R. *IEEE Communications Magazine*, **34** (2), p. 30 (1996).
- [I.10] Marra W. C. and Schesser J. *IEEE Communications Magazine*, **34** (2), p. 50 (1996).
- [I.11] Fukuchi K., Kasamatsu T., Morie M. et. al. *Paper PD24, Proc. Optical Fiber Communications Conference*, Optical Society of America, Washington, D. C. (2001).
- [I.12] Vareille G., Pitel F. and Marcerou J. F. *Paper PD22, Proc. Optical Fiber Communications Conference*, Optical Society of America, Washington, D. C. (2001).
- [I.13] Thomas G. A., Shraiman, B. L., Glodis P. F. and Stephan M. J. *Nature*, **404**, p. 262 (2002).
- [I.14] Mollenauer L. F. *Optics and Photonics News*, **11** (4), p. 15 (1994).
- [I.15] Mollenauer L. F., Mamyshev P. V., Gripp J. et. al. *Optics Letters*, **25**, p. 704 (2000).
- [I.16] Pozar D. M. *Microwave Engineering*, 2nd edition, Wiley-Interscience, USA (1998).
- [I.17] Sklar B. *Digital Communications: Fundamentals and Applications*, 2nd edition, Prentice Hall, USA (2001).
- [I.18] Mynbaev D. K. and Scheiner, L. *Fiber-Optic Communications Technology*, Prentice Hall, USA (2001).

LA TÉCNICA LÁSER DOPPLER

EL MÉTODO DE LA ANEMOMETRÍA LÁSER DOPPLER utiliza el efecto Doppler en la banda óptica y permite determinar con gran exactitud la velocidad de diferentes objetos sólidos, fluidos y aerosoles. Las mediciones se llevan a cabo por medio de una sonda virtual, sin contacto físico con el objeto, evitando así alteraciones de los patrones de flujo como las provocadas por instrumentos tradicionales (tubos Venturi, sondas estáticas Pitot, etc.) [1.2]. Incluso existe la posibilidad de realizar mediciones en el interior de máquinas, aparatos y otros objetos, incluyendo organismos vivos, mediante el uso de fibras ópticas.

En el caso de la medición de velocidades de fluidos, la técnica láser Doppler es estrictamente una técnica de medición indirecta, ya que mide la velocidad de partículas contenidas en el fluido de interés, denominadas partículas trazadoras. Esta técnica utiliza un láser como fuente luminosa; por lo tanto, las mediciones están basadas en la longitud de onda de la luz y los resultados son prácticamente independientes de la temperatura y la viscosidad del medio.

En general, el funcionamiento de un anemómetro láser Doppler se puede explicar en términos del patrón de interferencia generado por dos rayos láser coherentes. La interferencia de dos haces que se cruzan en el volumen de medición o la interferencia de dos ondas esparcidas en un fotodetector crea un patrón de franjas. La información relacionada con la velocidad de las partículas esparcidas se encuentra contenida en el campo electromagnético esparcido debido al efecto Doppler. La velocidad de las partículas trazadoras será la del fluido en estudio si no se presentan deslizamientos apreciables de las partículas respecto del medio; de lo contrario, deberá determinarse cuál es la velocidad de deslizamiento. En lo que respecta a esta técnica, los objetos sólidos pueden considerarse como fluidos en los que la velocidad de deslizamiento de las partículas trazadoras es nula.

1.1. Principios físicos

1.1.1. El efecto Doppler

El principio básico de esta técnica se ilustra en la [figura 1.1](#). El efecto Doppler (consúltese el [Apéndice A](#)) se presenta dos veces, la primera cuando la luz láser con frecuencia f_l y longitud de onda λ_l (con subíndice l de láser) incide en la dirección del vector unitario \hat{e}_l sobre las partículas en movimiento, y otra cuando la luz esparcida por dichas partículas, caracterizada por la frecuencia f_p y longitud de onda λ_p (con subíndice p de partícula) es recibida por un detector estacionario con la frecuencia f_r (con subíndice r de receptor).

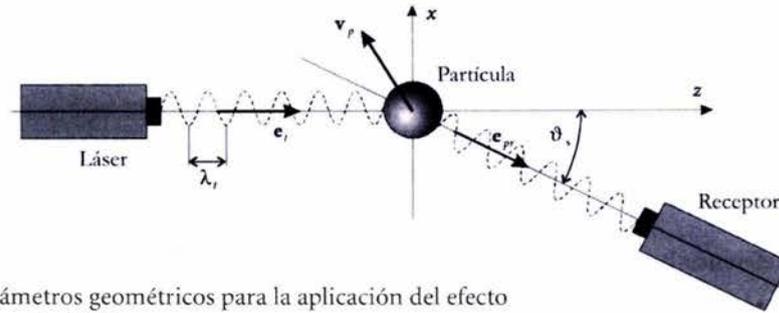


Figura 1.1. Definición de parámetros geométricos para la aplicación del efecto Doppler en la técnica láser Doppler [1.1].

$$f_r = f_l \frac{1 - \hat{e}_l \cdot \vec{v}_p}{1 - \frac{\hat{e}_{pr} \cdot \vec{v}_p}{c}} \quad (1.1)$$

$$\begin{aligned} f_r &\approx f_l \left(1 - \frac{\hat{e}_l \cdot \vec{v}_p}{c} \right) \left(1 + \frac{\hat{e}_{pr} \cdot \vec{v}_p}{c} \right) \\ &\approx f_l \left(1 - \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{pr} - \hat{e}_l)}{c} \right) \quad \Leftrightarrow |\vec{v}_p| \ll c, \quad c = \lambda_p f_p \end{aligned} \quad (1.2)$$

El término que se suma a f_l en la ecuación (1.2) es el corrimiento Doppler de frecuencia. Como se observa en esa misma ecuación, el efecto Doppler es directamente proporcional a la diferencia de los vectores unitarios en las direcciones de propagación de la onda esparcida e incidente, directamente proporcional a la velocidad de la partícula e inversamente proporcional a la longitud de onda de la luz láser utilizada [1.1], [1.3].

1.1.2. Proceso heterodino óptico

Para sistemas típicos el corrimiento Doppler es del orden de 1 a 100 MHz, valor muy pequeño comparado con la frecuencia de la luz de un láser (de alrededor de 10^{14} Hz) que es por lo tanto prácticamente imposible

de obtener directamente, a menos que se cuente con detección basada en interferómetros [1.1], [1.2] o en celdas de absorción dependientes de la frecuencia [1.1]. Sin embargo, los arreglos ópticos convencionales trabajan con dos ondas esparcidas, cada una con un desplazamiento Doppler distinto [1.1]. Una de las posibles configuraciones utiliza uno de los haces láser como referencia y es mezclado con la onda esparcida. Ambas ondas son mezcladas en la superficie del detector mediante un proceso heterodino óptico, dando por resultado una señal cuya frecuencia se denomina frecuencia de pulsación o frecuencia de batido [1.4], cuya intensidad fluctúa a la frecuencia resultado de la diferencia de las frecuencias de las dos señales mezcladas y es por lo tanto posible determinar su valor con los analizadores de espectros de radiofrecuencia existentes [1.4], [1.5]. En estos sistemas la frecuencia de pulsación Doppler f_D es también conocida simplemente como frecuencia Doppler [1.1], [1.2], [1.4].

1.2. Configuraciones de sistemas láser Doppler

1.2.1. Configuraciones de un solo haz incidente

Existen diversas alternativas para diseñar sistemas láser Doppler utilizando un solo haz luminoso, dos de las cuales se muestran en la [figura 1.2](#). En la [figura 1.2\(a\)](#) se muestra un sistema de dos ondas esparcidas; en la [figura 1.2\(b\)](#) aparece un sistema de un haz de referencia y una onda esparcida [1.6], [1.7], [1.8]. En ambos casos la frecuencia de pulsación f_D se obtiene a través de la mezcla óptica en el detector de señales con frecuencias f_1 y f_2 .

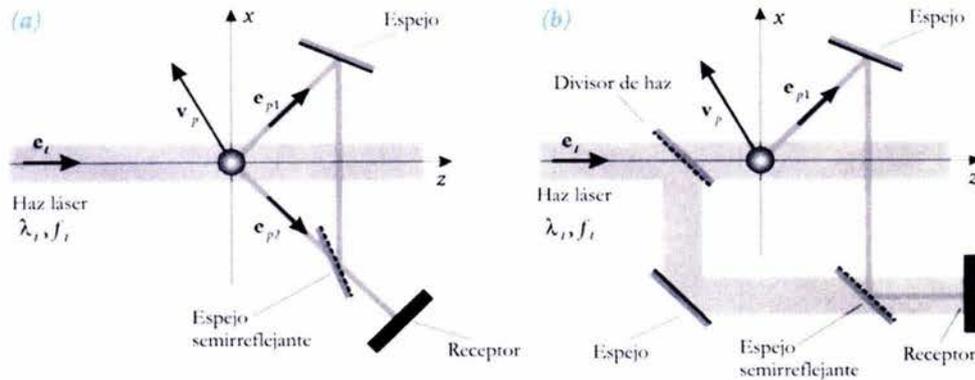


Figura 1.2. Configuraciones ópticas para sistemas de un solo haz incidente [1.1]: *(a)* configuración de doble esparcimiento del haz; *(b)* configuración de haz de referencia.

1.2.1.1. Configuración de dos ondas esparcidas

Para el caso mostrado en la [figura 1.2\(a\)](#), las frecuencias son las siguientes:

$$f_1 = f_i + \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{p1} - \hat{e}_i)}{\lambda_i}; \quad f_2 = f_i + \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{p2} - \hat{e}_i)}{\lambda_i} \quad (1.3)$$

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{v_p \cdot (\hat{e}_{p2} - \hat{e}_{p1})}{\lambda_l} \quad (1.4)$$

1.2.1.2. Configuración de un haz de referencia y una onda esparcida

Para el caso mostrado en la [figura 1.2\(b\)](#), las frecuencias son las siguientes:

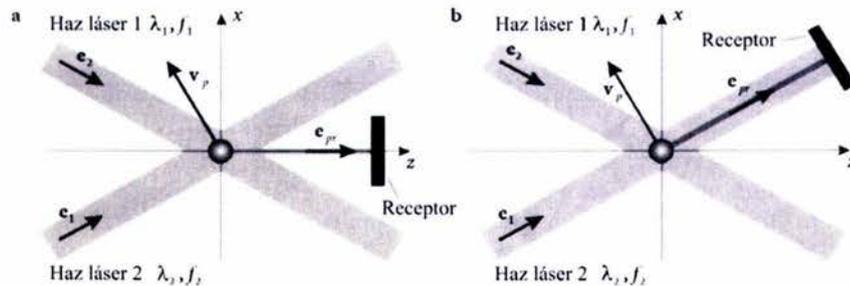
$$f_1 = f_l + \frac{\bar{v}_p \cdot (\hat{e}_{p1} - \hat{e}_l)}{\lambda_l}; \quad f_2 = f_l \quad (1.5)$$

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{v_p \cdot (\hat{e}_l - \hat{e}_{p1})}{\lambda_l} \quad (1.6)$$

En ambos casos el volumen de medición se define utilizando un diafragma en el receptor, produciendo entonces un volumen de medición virtual. Estos sistemas no son utilizados muy a menudo, ya que el pequeño diafragma requerido para limitar el volumen de medición también reduce drásticamente el nivel de la intensidad de la luz detectada y además el valor de la frecuencia de pulsación depende de la posición del receptor.

1.2.2. Configuraciones de dos haces incidentes

Debido a las desventajas inherentes a las configuraciones de un solo haz incidente, las configuraciones más utilizadas se basan en el uso de dos ondas incidentes, ambas provenientes de una misma fuente altamente coherente (láser) para asegurar su interferencia permanente [1.3], como las que se ilustran en la [figura 1.3](#).



[Figura 1.3](#). Configuraciones ópticas para sistemas de dos haces incidentes: (a) configuración de haz doble; (b) configuración de haz de referencia [1.1].

1.2.2.1. Configuración de haz doble

La [figura 1.3\(a\)](#) muestra la configuración de haz doble, en la cual se forma un volumen de medición real en la intersección de las dos ondas incidentes y las ondas esparcidas son detectadas con un solo receptor óptico. Ésta es precisamente la configuración utilizada en el desarrollo experimental del presente trabajo, y en ella se tiene que:

$$f_1 = f_l + \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{pr} - \hat{e}_1)}{\lambda_l}; \quad f_2 = f_l + \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{pr} - \hat{e}_2)}{\lambda_l} \quad (1.7)$$

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_1 - \hat{e}_2)}{\lambda_l} \quad (1.8)$$

1.2.2.2. Configuración de dos haces con haz de referencia

La [figura 1.3\(b\)](#) muestra una configuración de dos haces con un haz como referencia, en la cual el detector se coloca en la trayectoria de uno de los dos haces ($\hat{e}_{pr} = \hat{e}_2$). Típicamente la intensidad del haz de referencia es mucho más baja que la del haz esparcido (en relación 5 % – 95 %) [1.1], [1.2]. Esta configuración no es muy utilizada, pero presenta grandes ventajas para mediciones realizadas en medios altamente absorbentes. En este caso, las frecuencias están dadas por:

$$f_1 = f_l; \quad f_2 = f_l + \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{pr} - \hat{e}_2)}{\lambda_l}; \quad \hat{e}_{pr} = \hat{e}_1 \quad (1.9)$$

$$f_D = f_2 - f_1 = \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_1 - \hat{e}_2)}{\lambda_l} \quad (1.10)$$

1.3. Relación entre f_D y la velocidad en sistemas de dos haces

Debe destacarse el hecho de que la frecuencia de pulsación f_D es independiente de la posición del receptor en ambas configuraciones de dos haces (consúltese la [Sección 1.2.2](#)). Si el ángulo de intersección de los dos haces es denominado Θ (véase la [figura 1.4](#)), entonces la frecuencia de pulsación en el detector está dada por:

$$f_D = \frac{2 \text{sen}(\Theta/2)}{\lambda_l} |\vec{v}_p| \cos(\alpha) = \frac{2 \text{sen}(\Theta/2)}{\lambda_l} |\vec{v}_{p\perp}| \quad (1.11)$$

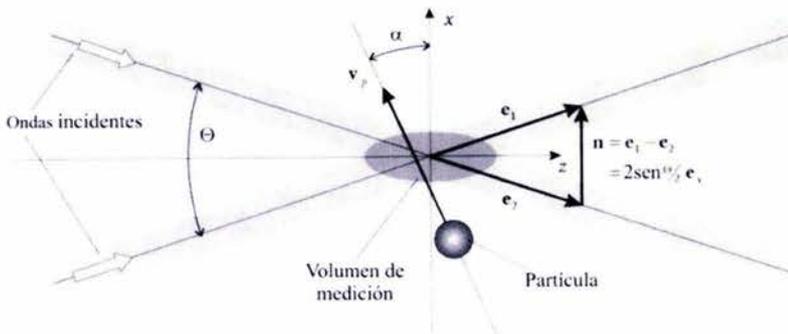


Figura 1.4. Relaciones vectoriales esenciales para determinar la frecuencia Doppler [1.1].

Como puede observarse en la [figura 1.4](#), la dirección α del flujo se mide respecto de la perpendicular de la bisectriz de los haces, y la frecuencia de pulsación f_D es directamente proporcional a la magnitud de la componente de la velocidad en la dirección x , denotada por $v_{p\perp}$ o bien v_{px} .

Para partículas trazadoras muy pequeñas, puede utilizarse un modelo de patrones de franjas de interferencia para explicar el principio de medición de la técnica láser Doppler. Este modelo se basa en la densidad espacial de energía en el volumen de medición [1.2]. Una onda electromagnética plana linealmente polarizada puede ser descrita con el vector de campo eléctrico:

$$\vec{E} = \hat{e}_E E_0 \cos(\omega_l t - \vec{k}_l \cdot \vec{r} + \varphi_l) \quad (1.12)$$

o bien en notación compleja:

$$\vec{E} = \hat{e}_E E_0 \exp[j(\omega_l t - \vec{k}_l \cdot \vec{r} + \varphi_l)] \quad \vec{E} = \text{Re}\{\vec{E}\} \quad (1.13)$$

donde ω_l es la frecuencia angular de la onda electromagnética (por ejemplo luz láser, por ello el subíndice l); \vec{k}_l es el vector de onda en la dirección de propagación de la onda, con un número de onda $k_l = 2\pi / \lambda$. El vector unitario \hat{e}_E expresa la orientación de la polarización; E_0 es la máxima amplitud del vector de campo eléctrico; el vector \vec{r} define un punto arbitrario del espacio, donde se ha de determinar el campo eléctrico, y φ_l es la fase inicial de la onda en el origen para el instante $t = 0$.

Si los dos haces incidentes poseen la misma intensidad, con una polarización perpendicular al plano $x-z$ en el cual yacen simétricamente ambos haces (véanse las [figuras 1.5\(a\), \(b\)](#)), entonces las amplitudes de los campos pueden ser descritos con las siguientes expresiones complejas:

$$\underline{E}_1 = E_0 \exp\{j[\omega_l t - k_l(x \text{ sen } \vartheta_2 + z \text{ cos } \vartheta_2) + \varphi_{l1}]\} \quad (1.14)$$

$$\underline{E}_2 = E_0 \exp\{j[\omega_l t - k_l(-x \text{ sen } \vartheta_2 + z \text{ cos } \vartheta_2) + \varphi_{l2}]\} \quad (1.15)$$

El campo eléctrico en el volumen de intersección de ambos haces está dado por la superposición de ellos (véase la [figura 1.5\(c\)](#)):

$$\vec{E} = \underline{E}_1 + \underline{E}_2 = (E_1 + E_2)\hat{e}_y \quad (1.16)$$

Es posible demostrar que la densidad de energía del campo electromagnético [1.2], [1.3], [1.4], [1.9] en el volumen de medición está dada por:

$$w = \varepsilon E^2 = 4\varepsilon E_0^2 \cos^2\left(k_l x \text{ sen } \vartheta_2 - \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \cos^2\left(\omega_l t - k_l z \text{ cos } \vartheta_2 + \frac{\varphi_1 + \varphi_2}{2}\right) \quad (1.17)$$

Esta densidad de energía en el volumen de medición puede interpretarse como una onda que se propaga en la dirección z^+ con una amplitud modulada en la dirección x de:

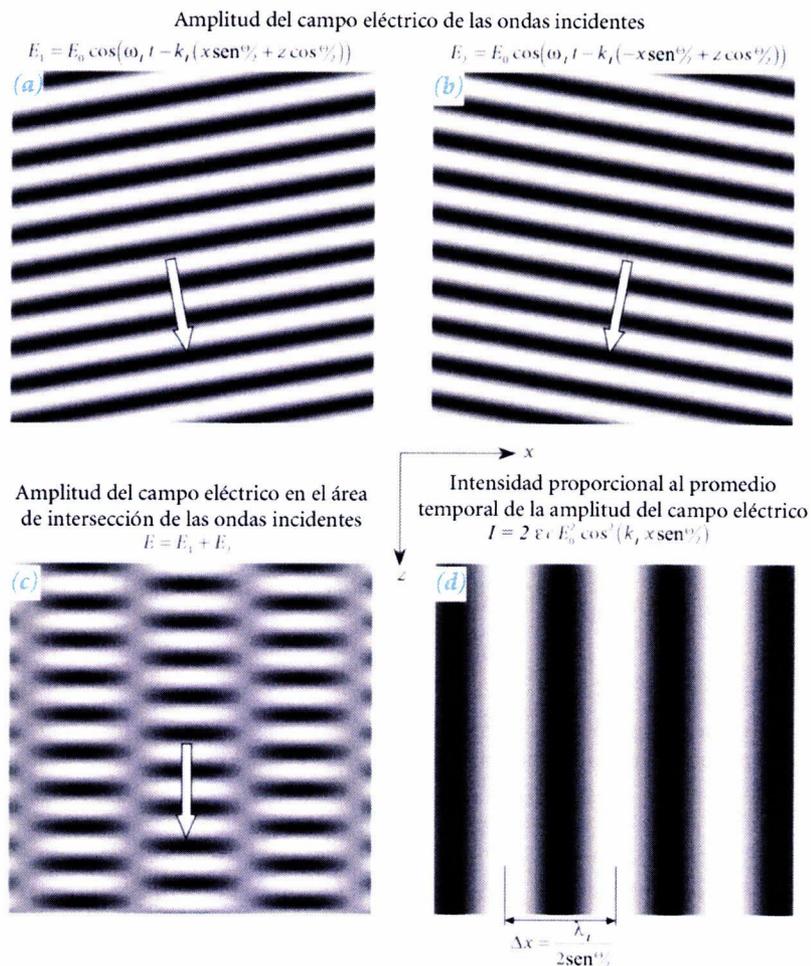


Figura 1.5. Generación del patrón de interferencia de dos ondas planas. (a), (b) Amplitudes de los campos eléctricos de las ondas incidentes. (c) Superposición de los campos eléctricos. (d) Intensidad [1.1].

$$4\epsilon E_0^2 \cos^2\left(k_1 x \text{sen} \vartheta_1 - \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{2}\right) \tag{1.18}$$

La intensidad o irradiancia de la onda electromagnética se obtiene como el promedio en el tiempo de la densidad de energía durante por lo menos un período multiplicado por la velocidad de la onda electromagnética [1.2], [1.9]:

$$I = c \langle w(t) \rangle = \epsilon c \langle E^2(t) \rangle; \quad \langle f(t) \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T f(t) dt \tag{1.19}$$

Si ambas fases iniciales son iguales, esto es, $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$:

$$I = \epsilon c \langle E^2(t) \rangle = 2c\epsilon E_0^2 \cos^2(k_1 x \text{sen} \vartheta_1) \tag{1.20}$$

$$I = c\epsilon E_0^2 \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{2 \text{sen} \vartheta_1}{\lambda_l} x\right) \right] \tag{1.21}$$

La distribución espacial de la intensidad en el volumen de intersección puede interpretarse como un campo de interferencia [1.2] con franjas paralelas al plano y - z (figura 1.5(d)). El espaciamento Δx de las franjas está dado por el argumento de la función coseno de la ecuación (1.21):

$$\Delta x = \frac{\lambda_l}{2 \text{sen } \theta/2} \quad (1.22)$$

Si se reemplaza la variable espacial x por $x = v_{p\perp} t$, la ecuación (1.21) resulta:

$$I = c\epsilon E_0^2 \left[1 + \cos \left(2\pi \frac{v_{p\perp} t}{\Delta x} \right) \right] \quad (1.23)$$

Una partícula pequeña que atraviese el volumen de medición definido por el patrón de interferencia realizará un muestreo de la intensidad local (la cual será constante a lo largo de su diámetro). Una partícula de diámetro d_p percibe una potencia promedio de aproximadamente:

$$P \approx IA_p \approx \frac{1}{4} \pi I d_p^2; \quad d_p \ll \lambda \quad (1.24)$$

y esparce esta potencia en todo el espacio. La onda esparcida está modulada en amplitud y su frecuencia portadora es la del haz láser. De esta manera se obtiene una señal eléctrica en el fotodetector cuya amplitud esta modulada con la frecuencia f_D . Dicha frecuencia f_D es llamada frecuencia Doppler (ecuación (1.11)), aunque se refiere en realidad a la diferencia entre las dos ondas con corrimiento Doppler [1.1].

$$i(t) \propto \epsilon c E_0^2 \{ 1 + \cos(2\pi f_D t) \} \quad (1.25)$$

$$f_D = \frac{2 \text{sen}(\theta/2)}{\lambda_l} v_{p\perp} = \frac{v_{p\perp}}{\Delta x} \quad (1.26)$$

La componente de velocidad perpendicular a las franjas de interferencia es entonces inversamente proporcional al período de cruce de las franjas T_D :

$$v_{p\perp} = \frac{\Delta x}{T_D}; \quad T_D = \frac{1}{f_D} \quad (1.27)$$

Para fases φ_1 y φ_2 diferentes en las ecuaciones (1.14) y (1.15), el patrón de interferencia solamente es desplazado en la dirección x o en el tiempo para la señal obtenida de una partícula en movimiento:

$$i(t) \propto \epsilon c E_0^2 [1 + \cos(2\pi f_D t - \varphi_1 + \varphi_2)] \quad (1.28)$$

Estrictamente, este modelo de franjas de interferencia de la técnica láser Doppler es válido únicamente cuando las partículas son muy pequeñas y satisfacen la condición $d_p \ll \lambda_p$, pues sólo así pueden considerarse la amplitud, la fase y la intensidad constantes a lo largo del diámetro de la partícula. La partícula interactúa con el campo y genera un campo esparcido cuya amplitud es proporcional a la suma de las amplitudes de los campos individuales, como lo expresa la ecuación (1.16). El flujo de energía $c \langle w(t) \rangle$ es igual a la intensidad en el fotodetector, el cual lleva a cabo un promedio temporal de la irradiancia debido a su tiempo de respuesta finito (consúltese el [Capítulo 3](#)) e integra espacialmente la intensidad sobre su superficie fotosensible. La señal eléctrica obtenida es proporcional a la densidad espacial de energía en el volumen de medición. La pequeña partícula hace en realidad un muestreo de la intensidad local del patrón de interferencia dentro del volumen de intersección.

Para partículas más grandes que la longitud de onda del láser este modelo falla. Tanto la amplitud como la fase de las ondas incidentes varían a lo largo del diámetro de la partícula, la cual forma en el fotodetector imágenes de ciertas partes de las ondas incidentes como puede interpretarse en términos de óptica geométrica en la [figura 1.6](#), ya que sólo ciertas zonas de la superficie de la partícula están involucradas en la conformación de la señal recibida y sus propiedades. La posición y el tamaño de la apertura de recepción define la posición y el tamaño de dichas zonas de interacción. La zona de la primera interacción con el campo se conoce como punto de incidencia o, denominada de manera más adecuada, área de incidencia (*incident point* o *incident area* en inglés) y la zona fuente de la onda esparcida se conoce como punto o área de brillo (*glare point* en inglés). El tamaño de las áreas de incidencia y brillo es proporcional al tamaño de la apertura de detección. La [figura 1.7](#) muestra los puntos de brillo por reflexión y refracción en la superficie de una gotita de agua para una detección a 30° .

Cada una de las ondas esparcidas detectadas por el receptor tiene su propia amplitud, la cual depende de la posición de sus puntos de brillo. Cada una de ellas es proporcional, a través de funciones denominadas funciones de esparcimiento S_1 y S_2 , a la amplitud del campo en las áreas de incidencia [1.1].

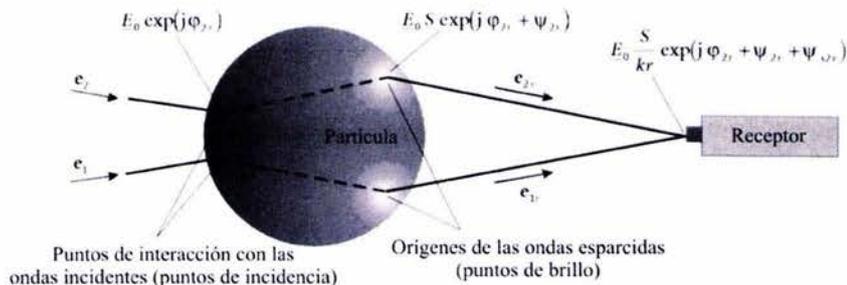


Figura 1.6. Orígenes de las señales para partículas grandes [1.1].

Dependiendo de la forma de la partícula y las diferentes direcciones de propagación de los haces incidentes, las fases en los puntos o áreas de incidencia para cada haz serán diferentes (φ_{1r} , φ_{2r}), y según el material de la partícula y las diferentes ubicaciones de los puntos de brillo, puede darse un desplazamiento de fase adicional, (ψ_{1r} , ψ_{2r}). La amplitud del campo en el detector proveniente de cada uno de los haces incidentes es entonces:

$$E_1 = E_0 S \exp\{j[\omega_1 t - k_l(x \text{sen}(\Theta/2) + z \cos(\Theta/2)) + \varphi_{1r} + \psi_{1r}]\} \quad (1.29)$$

$$E_2 = E_0 S \exp\{j[\omega_2 t - k_l(-x \text{sen}(\Theta/2) + z \cos(\Theta/2)) + \varphi_{2r} + \psi_{2r}]\} \quad (1.30)$$

Para partículas muy pequeñas los puntos de brillo se juntan y los desplazamientos inducidos por la geometría y el tipo de material de la partícula desaparecen ($\varphi_{2r} - \varphi_{1r} = \varphi_2 - \varphi_1$, $\psi_{1r} - \psi_{2r} = 0$), dando por resultado el modelo de franjas.

En cambio, para partículas más grandes las ondas esparcidas interfieren en la superficie del fotodetector como se muestra en la [figura 1.6](#). Por lo tanto, el volumen de medición es virtual y sólo existe para el fotodetector. De manera similar a lo expresado en la ecuación (1.28), la señal eléctrica generada por el detector es:

$$i(t) \propto \epsilon c E_0^2 [1 + \cos(2\pi f_D t - \varphi_{1r} + \varphi_{2r} - \psi_{1r} + \psi_{2r})] \tag{1.31}$$

la cual sigue estando modulada en amplitud por la frecuencia f_D . La diferencia principal respecto de los resultados de partículas pequeñas consiste en la aparición de los desplazamientos de fase $\psi_{1r} - \psi_{2r}$ y $\varphi_{2r} - \varphi_{1r} \neq \varphi_2 - \varphi_1$. En este caso, el patrón de franjas está desplazado en fase, pero ello no tiene efecto alguno en la señal generada pues las fases iniciales en $x_p = 0$ eran de todos modos desconocidas. Cuando la partícula atraviesa el volumen de medición el patrón de interferencia se mueve a lo largo de la superficie del detector y las ecuaciones (1.25) y (1.28) siguen siendo válidas.

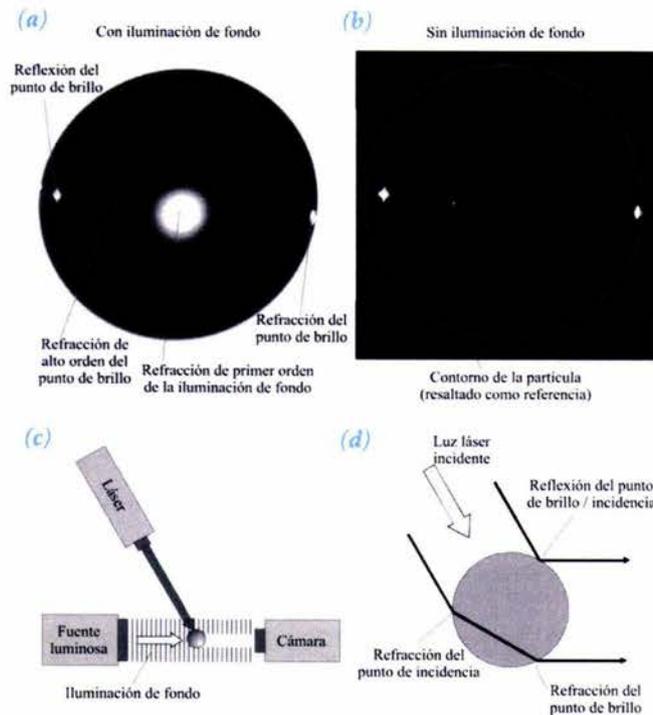


Figura 1.7. Puntos de brillo para una gotita de agua en aire para una detección a 30°: (a) Con iluminación de fondo. (b) Sin iluminación de fondo e indicándose el contorno de la partícula. (c) Esquema de la configuración de la cámara y las fuentes luminosas. (d) Trayectorias de la luz y formación de los puntos de incidencia de reflexión y refracción [1.1].

1.4. Anemómetros láser Doppler (ALDs) con sensibilidad direccional

El arreglo discutido anteriormente permite determinar la magnitud de la componente de velocidad normal a las franjas del patrón de interferencia; sin embargo, no es posible determinar el sentido de dicha velocidad en la señal recibida. Las dos partículas de la [figura 1.8\(a\)](#), que se mueven dentro del volumen de medición

con velocidades de la misma magnitud pero de sentidos opuestos, generarían la misma señal eléctrica en el fotodetector. Es posible adquirir información direccional mediante el uso de haces láser con diferentes longitudes de onda. Es posible lograr un desplazamiento de la longitud de onda en uno o ambos haces mediante el uso de moduladores acústico-ópticos como las celdas de Bragg [1.1]. Si se monta un modulador acústico-óptico en la trayectoria del haz 1, la frecuencia del haz puede ser desplazada en una cantidad f_{sh} , teniéndose:

$$f_1 = f_l + f_{sh}, \quad \text{o bien} \quad f_1 = f_l - f_{sh} \tag{1.32}$$

Ya que la frecuencia es la derivada de la fase respecto del tiempo, para una onda estacionaria el desplazamiento en frecuencia puede expresarse como un cambio lineal de la fase con el tiempo:

$$f = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi}{dt}; \tag{1.33}$$

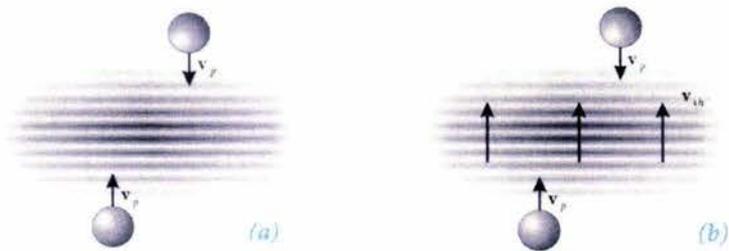
$$\Rightarrow \phi_1 = 2\pi f_{sh} t \tag{1.34}$$

En el modelo de franjas esto corresponde a un movimiento de las franjas en la dirección x^- o en la dirección x^+ con una velocidad constante. Después de la mezcla óptica de las dos ondas en la superficie del detector, la modulación para la configuración de la [figura 1.3\(a\)](#) se convierte en:

$$\begin{aligned} f_r &= f_{sh} + \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{pr} - \hat{e}_2)}{\lambda_l} = f_{sh} + \frac{2 \text{sen}(\theta_2)}{\lambda_l} |\vec{v}_p| \cos(\alpha) \\ &= f_{sh} \pm \frac{2 \text{sen}(\theta_2)}{\lambda_l} |\vec{v}_p| = f_{sh} \pm f_D \end{aligned} \tag{1.35}$$

La frecuencia de la señal moduladora exhibe un pedestal igual al desplazamiento de frecuencia, de tal manera que una partícula inmóvil produciría una señal con una modulación de frecuencia f_{sh} . Si una partícula se mueve en la dirección de movimiento de las franjas producirá una frecuencia más baja, y si se mueve en contra de las franjas, producirá una más alta (véase la [figura 1.8](#)).

Figura 1.8. Explicación gráfica de la técnica de desplazamiento de frecuencia para sensibilidad direccional [1.1]:
 (a) Sin desplazamiento frecuencial.
 (b) Con desplazamiento frecuencial.



Estrictamente, el desplazamiento frecuencial cambia la longitud de onda de la luz y por lo tanto, las propiedades de esparcimiento de la partícula. Sin embargo, este cambio es relativamente tan pequeño en comparación con la frecuencia de la luz (en relación de $1/10^{12}$) [1.1] que puede ser despreciado para efectos de propiedades de esparcimiento.

En la [figura 1.9](#) se muestra un arreglo óptico láser Doppler convencional. El haz láser es dividido en dos haces de la misma intensidad y polarización utilizando un divisor de haz e intersectando los haces con ayuda de una lente. Un colimador es utilizado con el objetivo de ajustar las propiedades geométricas de los haces en el volumen de medición (esto es, ensanchar el haz), y las celdas de Bragg proveen el desplazamiento de frecuencia necesario para la sensibilidad direccional. El valor de la frecuencia Doppler es obtenido con ayuda de equipos de procesamiento de señales analógicas (analizador de espectros y osciloscopio) y el análisis de los datos se lleva a cabo en equipos de cómputo. El diseño práctico de los sistemas de medición láser Doppler incluye un gran número de variantes, como sistemas con o sin fibras ópticas, para la transmisión de la luz desde el láser hasta los sistemas ópticos de enfoque. Muchos de estos sistemas trabajan con diferentes longitudes de onda que pueden ser integradas en un solo arreglo óptico para determinar diversas componentes de velocidad de manera simultánea.

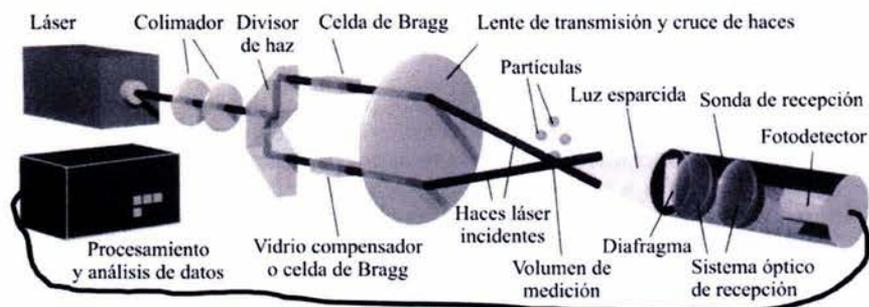


Figura 1.9. Ejemplo de un anemómetro láser Doppler de doble haz completo [1.1].

1.5. Campos de aplicación de la técnica láser Doppler

Gracias a su carácter no invasivo y a su altísima precisión, la técnica láser Doppler puede utilizarse en muchas aplicaciones en diferentes ramas de la industria e investigación científica. En mecánica de fluidos sirve para realizar mediciones de flujo de petróleo y sus derivados dentro de oleoductos, flujo de agua en diversas aplicaciones hidráulicas, flujo de gas en plantas termoeléctricas, entre otras. En el área biomédica es posible estudiar con ayuda de este método el flujo sanguíneo en arterias, venas y tubos capilares, y trazar los patrones de irrigación sanguínea de manera remota, ya que la sonda virtual constituida por la luz láser permite realizar las mediciones sin producir alteración alguna y sin necesidad de disección. En la industria siderúrgica es posible la medición de la longitud de tubos, vigas y barras de metal candente con precisión micrométrica sin que el instrumento entre en contacto con dichos objetos. En aeronáutica se puede utilizar esta técnica para trazar con extrema precisión los patrones de flujo del aire alrededor de alas y fuselajes de avión, y estudiar los casos de flujo laminar y flujo turbulento y sus efectos en el fuselaje de las aeronaves.

Los ejemplos de aplicaciones antes mencionados pueden dar origen a esquemas aún más complejos de instrumentación y control, ya que con los equipos adecuados de procesamiento de señales es posible desarrollar sistemas de control automático en aplicaciones aeronáuticas, (sistemas automáticos de estabilización de aeronaves) petroleras (sistemas automatizados de control de flujo), hidroeléctricas (control automático de calderas, turbinas y toberas), etc.

1.6. Conclusiones

La técnica láser Doppler realiza un muestreo de la velocidad del flujo en instantes discretos, los cuales corresponden al paso de partículas a través del volumen de medición. La velocidad muestreada en dichos instantes puede ser considerada como una cantidad de medición primaria. La obtención de otros parámetros o cantidades de medición secundarias, tales como velocidad media de flujo, nivel de turbulencia o espectro de turbulencia requiere un procesamiento de datos posterior.

Esta técnica representa una opción no invasiva y sumamente precisa de realizar mediciones de velocidades y patrones de flujos de una gran cantidad de objetos, sólidos, líquidos, aerosoles y gases sin afectar las condiciones del flujo y en un amplio rango de velocidades y condiciones ambientales de trabajo, pues dichas mediciones no se ven afectadas por cambios en la temperatura o presión en el medio. Además, con los sistemas ópticos adecuados, es posible trazar perfiles de los patrones de flujo de líquidos en tuberías pequeñas, delicadas, de difícil acceso y que por su naturaleza, pueden hacer prohibitiva su invasión con una sonda convencional (por ejemplo, en vasos sanguíneos, tubos capilares, etc.).

Durante el desarrollo del presente trabajo se decidió diseñar y construir un anemómetro láser Doppler de configuración de haz doble, ya que presenta la gran ventaja de que el volumen de medición es real y la frecuencia de pulsación Doppler f_D es independiente de la posición del receptor y se puede prescindir del uso de fibras ópticas, a diferencia de otras configuraciones como las de un solo haz incidente, donde el volumen de medición es virtual, los niveles de potencia son mucho más bajos debido al uso forzoso de diafragmas y la frecuencia depende de la posición del detector.

Bibliografía del Capítulo 1

- [1.1] Albrecht H. E., Borys M., Damaschke N. and Tropea C. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer-Verlag, Germany (2003).
- [1.2] Durst F., Melling A. and Whitelaw J. H. *Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry*. Academic Press, London (1976).
- [1.3] Resnick R., Halliday D. y Krane, K. S. *Física. (Volumen 1)*. Cuarta edición, Editorial CECSA, México (1999).
- [1.4] Saleh B. E. A. and Teich M. C. *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, USA (1991).
- [1.5] Agrawal G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd edition, Wiley-Interscience, USA (2002).
- [1.6] Yeh Y. and Cummins H. Z. *Applied Physics Letters*, **4**, pp. 176–179 (1964).
- [1.7] Foreman J. W., George E. W. and Lewis R. D. *Applied Physics Letters*, **7**, pp. 77–78 (1965).
- [1.8] Goldstein R. J. and Kreid D. K. *ASME Journal of Applied Mechanics*, **34**, pp. 813–818 (1967).
- [1.9] Hecht E. y Zajac A. *Óptica*, Addison–Wesley–Longman de México, México (1998).

FUENTES DE RADIACIÓN ÓPTICA

LA FUNCIÓN DE LOS TRANSMISORES ÓPTICOS es la de convertir una señal eléctrica de entrada en una señal óptica correspondiente y enviarla a la fibra óptica, la cual sirve como canal de comunicación. El componente principal de cualquier transmisor óptico es una fuente óptica. Los sistemas de comunicaciones basados en fibras ópticas generalmente utilizan fuentes ópticas semiconductoras tales como diodos emisores de luz (LEDs) y láseres semiconductores debido a las numerosas ventajas inherentes que ofrecen. Algunas de estas ventajas son tamaño pequeño, alta eficiencia, gran confiabilidad, rango espectral adecuado, área de emisión pequeña compatible con las dimensiones del núcleo de la fibra y la posibilidad de una modulación directa a frecuencias relativamente altas. A pesar de que su funcionamiento se demostró desde 1962, los láseres semiconductores se han usado de manera práctica sólo a partir de 1970, cuando estuvieron disponibles láseres semiconductores que operaban a temperatura ambiente [2.1]; desde entonces, estos dispositivos, conocidos también como diodos láser o láseres de inyección, han tenido un amplio desarrollo y numerosos libros dedicados a ellos debido a su importancia para las comunicaciones ópticas.

2.1. Conceptos básicos

Bajo condiciones normales todos los materiales absorben luz en lugar de emitirla. El proceso de absorción puede ser comprendido con ayuda de la [figura 2.1](#), donde los niveles de energía E_1 y E_2 corresponden respectivamente a los estados basal y excitado de los átomos del medio absorbente.

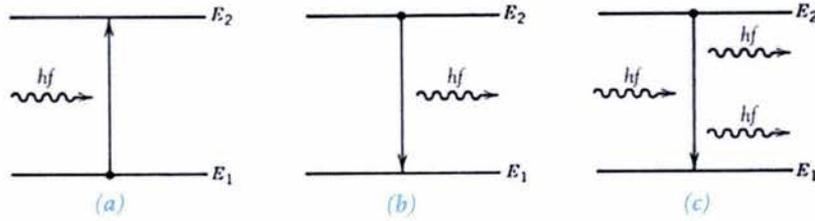


Figura 2.1. Tres procesos fundamentales ocurriendo entre dos estados de energía de un átomo: (a) absorción; (b) emisión espontánea; (c) emisión estimulada [2.1].

Si la energía hf de un fotón perteneciente a la luz incidente de frecuencia f es aproximadamente de la misma magnitud que la diferencia de energía $E_g = E_1 - E_2$, el fotón es absorbido por el átomo, el cual pasa al estado excitado. La luz incidente es atenuada como resultado de numerosas ocurrencias de estas absorciones dentro del medio.

A la larga, los átomos excitados regresan a su estado basal y emiten luz en el proceso. La emisión de luz puede ocurrir a través de dos diferentes procesos fundamentales: la emisión espontánea y la emisión estimulada, que se ilustran en la **figura 2.1**. En el caso de la emisión espontánea, los fotones son emitidos en direcciones aleatorias sin relación de fase alguna entre ellos. En cambio, la emisión estimulada es iniciada por un fotón previamente existente. El rasgo notable de la emisión estimulada es que el fotón emitido posee las mismas características de fase, frecuencia y dirección de propagación que el fotón que desencadenó la emisión. Todos los láseres (incluyendo los láseres semiconductores) emiten luz a través de este proceso y por ello se dice que emiten luz coherente. En contraste, los LEDs emiten luz a través del proceso incoherente de emisión espontánea.

2.1.1. Tasas de emisión y de absorción

Considérese un sistema atómico de dos niveles energéticos en interacción con un campo electromagnético a través de las transiciones mostradas en la **figura 2.1**. Si N_1 y N_2 son las densidades atómicas en el estado basal y el excitado respectivamente, y $\rho_{em}(f)$ es la densidad espectral de la energía electromagnética, entonces las tasas de emisión espontánea, emisión estimulada y absorción pueden ser escritas de la siguiente manera:

$$R_{emi\ espont} = AN_2; \quad R_{emi\ estim} = BN_2\rho_{em}; \quad R_{absor} = B'N_1\rho_{em}; \quad (2.1.1)$$

donde A , B y B' son constantes.

En el equilibrio térmico las densidades atómicas se distribuyen de acuerdo con la distribución de probabilidad de Boltzmann, esto es:

$$\frac{N_2}{N_1} = \exp\left(\frac{-E_g}{k_B T}\right) = \exp\left(\frac{-hf}{k_B T}\right), \quad (2.1.2)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta. Ya que ni N_1 ni N_2 cambian con el tiempo en el equilibrio térmico, las transiciones de subida y bajada deben ser iguales:

$$AN_2 + BN_2\rho_{em} = B'N_1\rho_{em} \quad (2.1.3)$$

Utilizando la ecuación (2.1.2) en la (2.1.3) se tiene que la densidad espectral de energía ρ_{em} es:

$$\rho_{em} = \frac{A/B}{\frac{B'}{B} \exp\left(\frac{hf}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.1.4)$$

En equilibrio térmico, ρ_{em} debería ser idéntica a la densidad espectral de energía de radiación del cuerpo negro dada por la fórmula de Planck [2.2].

$$\rho_{em} = \frac{8\pi hf^3/c^3}{\exp\left(\frac{hf}{k_B T}\right) - 1} \quad (2.1.5)$$

La comparación de las ecuaciones (2.1.4) y (2.1.5) da por resultado las siguientes relaciones:

$$A = (8\pi hf^3/c^3)B; \quad B' = B \quad (2.1.6)$$

Estas relaciones fueron obtenidas por Albert Einstein, y es por ello que A y B reciben el nombre de coeficientes de Einstein [2.1], [2.2].

Es posible obtener dos conclusiones importantes de las ecuaciones (2.1.1) a la (2.1.6): En primer lugar, $R_{emi\ espont}$ puede exceder considerablemente tanto a $R_{emi\ estim}$ como a R_{absor} si $k_B T > hf$. Las fuentes térmicas operan bajo este régimen. En segundo lugar, para la radiación en el espectro visible o en la región infrarroja cercana ($hf \approx 1$ eV), la emisión espontánea es dominante en comparación con la emisión estimulada en equilibrio térmico a temperatura ambiente ($k_B T \approx 25$ meV) porque:

$$\frac{R_{emi\ estim}}{R_{emi\ espont}} = \frac{1}{\exp\left(\frac{hf}{k_B T}\right) - 1} \ll 1 \quad (2.1.7)$$

Por lo tanto, todos los láseres existentes deben operar fuera de equilibrio térmico, lo cual se logra bombeando al láser con una fuente externa de energía.

Incluso para sistemas atómicos bombeados externamente la emisión estimulada puede no ser el proceso dominante ya que debe competir con el proceso de absorción. $R_{emi\ estim}$ puede ser mayor que R_{absor} sólo cuando $N_2 > N_1$. Esta condición se conoce como inversión de población; constituye un prerrequisito para la existencia del efecto láser y no es posible alcanzarla en equilibrio térmico, como puede concluirse de la ecuación (2.1.2). En sistemas atómicos la inversión de población se logra al utilizar esquemas de bombeo de tres y cuatro niveles [2.2] de tal manera que la fuente externa de energía eleve la población atómica del estado basal a un estado excitado ubicado por encima del nivel de energía E_2 de la [figura 2.1](#).

Las tasas de emisión y absorción en los semiconductores dependen de las bandas de energía asociadas al material. La [figura 2.2](#) muestra de manera esquemática el proceso de emisión utilizando la estructura de bandas más simple, que consiste en bandas parabólicas de conducción y de valencia en el espacio energía–vector de onda (diagrama $E-k$) [2.1], [2.2]. La emisión espontánea sólo puede ocurrir si el estado de energía E_2 es ocupado por un electrón y el estado de energía E_1 está vacío (esto es, ocupado por un hueco). La

probabilidad de ocupación por electrones de las bandas de conducción y de valencia están dadas por las distribuciones de Fermi–Dirac:

$$fer_c(E_2) = \frac{1}{1 + \exp((E_2 - E_{fc})/k_B T)} \quad (2.1.8)$$

$$fer_v(E_1) = \frac{1}{1 + \exp((E_1 - E_{fv})/k_B T)} \quad (2.1.9)$$

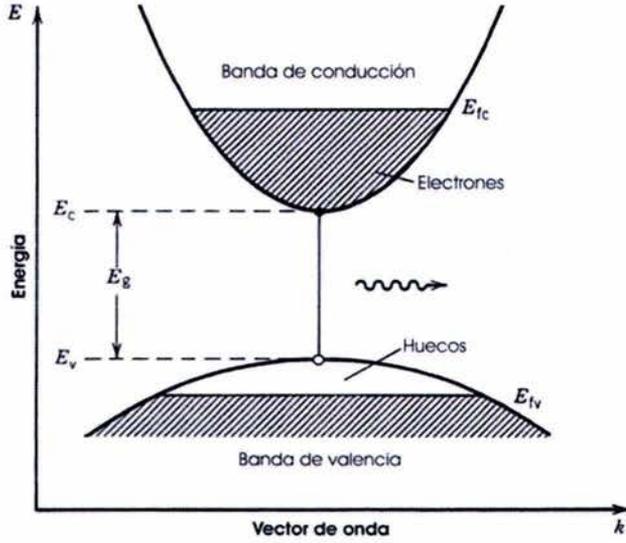


Figura 2.2. Bandas de conducción y valencia de un semiconductor. Los electrones de la banda de conducción y los huecos de la banda de valencia pueden recombinarse y emitir fotones tanto por emisión espontánea como por emisión estimulada [2.1].

donde E_{fc} y E_{fv} son llamados cuasiniveles de Fermi [2.2], [2.3]. La tasa total de emisión espontánea a la frecuencia ω se obtiene a partir de la suma de todas las posibles transiciones entre las dos bandas tales que $E_2 - E_1 = E_{em} = hf = \hbar\omega$, donde $\omega = 2\pi f$, $\hbar = h/2\pi$ y E_{em} es la energía del fotón emitido. El resultado es:

$$R_{emi\ espont}(\omega) = \int_{E_c}^{\infty} A(E_1, E_2) fer_c(E_2) [1 - fer_v(E_1)] \rho_{cv} dE_2, \quad (2.1.10)$$

donde ρ_{cv} es la densidad conjunta de estados, definida como el número de estados por unidad de volumen por unidad de rango energético, y está dada por [2.2]:

$$\rho_{cv} = \frac{(2m_r)^{3/2}}{2\pi^2 \hbar^3} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \quad (2.1.11)$$

En la ecuación anterior E_g es la banda de energía prohibida y m_r es la masa reducida, definida como $m_r = m_c m_v / (m_c + m_v)$, siendo m_c y m_v las masas efectivas de los electrones y los huecos en las bandas de

conducción y de valencia, respectivamente. Ya que ρ_{cv} es independiente de E_2 , puede considerarse una constante y factorizarla como tal en la integral de la ecuación (2.1.10). En contraste, $A(E_1, E_2)$ generalmente depende de los valores de E_2 y está relacionada con el elemento matriz de momentos del modelo semiclásico de perturbaciones utilizado para calcularlo [2.4].

Las tasas de emisión estimulada y de absorción pueden ser obtenidas de manera similar y están dadas por:

$$R_{emi\ estim}(\omega) = \int_{E_c}^{\infty} B(E_1, E_2) fer_c(E_2) [1 - fer_v(E_1)] \rho_{cv} \rho_{em} dE_2 \quad (2.1.12)$$

$$R_{absor}(\omega) = \int_{E_c}^{\infty} B(E_1, E_2) fer_v(E_1) [1 - fer_c(E_2)] \rho_{cv} \rho_{em} dE_2 \quad (2.1.13)$$

donde $\rho_{em}(\omega)$ es la densidad espectral de fotones, presentada de una manera similar a la ecuación (2.1.1). La condición para inversión de población $R_{emi\ estim} > R_{absor}$ se obtiene al comparar las ecuaciones (2.1.12) y (2.1.13) resultando que $fer_c(E_2) > fer_v(E_1)$. Si se utilizan las ecuaciones (2.1.8) y (2.1.9) puede demostrarse que esta condición es satisfecha cuando:

$$E_{fc} - E_{fv} > E_2 - E_1 > E_g \quad (2.1.14)$$

Ya que el valor mínimo de $E_2 - E_1$ es igual a E_g , la separación entre los cuasiniveles de Fermi debe ser mayor que la banda prohibida para que pueda presentarse la inversión de población [2.1], [2.2]. En el equilibrio térmico ambos cuasiniveles de Fermi coinciden ($E_{fc} = E_{fv}$). Dichos cuasiniveles pueden separarse bombeando energía proveniente de una fuente externa hacia el semiconductor; la manera más conveniente de bombear un semiconductor es utilizando una unión $p-n$ directamente polarizada [2.1], [2.2].

2.1.2. Uniones $p-n$

El elemento fundamental de una fuente óptica semiconductor es la unión $p-n$, formada al poner en contacto un semiconductor tipo n con uno tipo p , cada uno creado al agregar las impurezas adecuadas (impurezas cuyos átomos poseen un electrón de valencia de sobra o carecen de un electrón en comparación con los átomos del semiconductor, respectivamente) a un semiconductor puro (también llamado intrínseco). En el caso de los semiconductores tipo n , los electrones extras ocupan los estados de la banda de conducción, que normalmente se encuentran vacíos en los semiconductores intrínsecos. El cuasinivel de Fermi E_{fc} , que se encuentra a la mitad de la banda prohibida para semiconductores intrínsecos, se mueve hacia la banda de conducción al aumentar la concentración de impurezas. En semiconductores tipo n altamente contaminados E_{fc} yace dentro de la banda de conducción, y se dice que se trata de un semiconductor degenerado [2.2]. De manera análoga, el cuasinivel de Fermi E_{fv} se mueve hacia la banda de valencia para semiconductores tipo p y yace dentro de la banda de valencia para valores muy altos de concentración de impurezas p . En el equilibrio térmico, el nivel de Fermi debe ser continuo a través de la unión $p-n$. Esto se logra por medio de la difusión de electrones y huecos a través de la unión. Las impurezas cargadas dejadas atrás establecen un campo eléctrico interno suficientemente fuerte para evitar una mayor difusión de electrones y huecos bajo condiciones de equilibrio térmico. La [figura 2.3\(a\)](#) muestra el diagrama de bandas de energía para una unión $p-n$ en equilibrio térmico y bajo polarización directa.

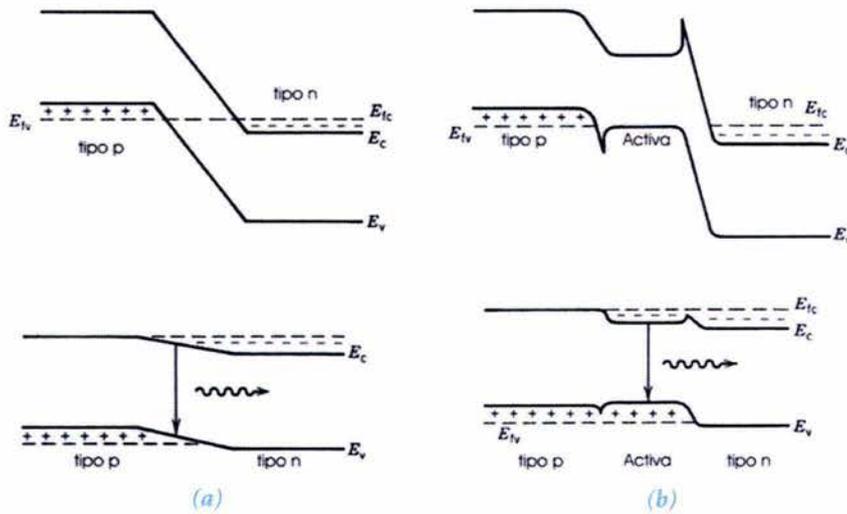


Figura 2.3. Diagrama de energía de (a) una unión p-n de homoestructura y (b) una unión p-n de heteroestructura doble, en equilibrio térmico (arriba) y bajo polarización directa (abajo) [2.1].

Cuando una unión *p-n* es polarizada directamente aplicándole un voltaje externo, el campo eléctrico interno es reducido, dando por resultado una difusión de electrones y huecos a través de la unión. Asimismo, comienza a fluir una corriente eléctrica como resultado de dicha difusión de portadores de carga. La corriente *I* se incrementa de manera exponencial respecto del voltaje *V* aplicado de acuerdo con la relación:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad (2.1.15)$$

donde I_s es la corriente de saturación y depende de los coeficientes de difusión asociados con los electrones y huecos. Como puede observarse en la figura 2.3(a), en la región que rodea a la unión (conocida como región de agotamiento o anchura de agotamiento) los electrones y los huecos están presentes simultáneamente cuando la unión *p-n* se encuentra en polarización directa. Estos electrones y huecos pueden recombinarse ya sea por emisión espontánea o estimulada y generar luz en una fuente óptica semiconductor.

La unión *p-n* mostrada en la figura 2.3(a) es denominada homounión, ya que el mismo material semiconductor es utilizado en ambos lados de la unión. Un inconveniente de la homounión es que la recombinación de electrones y huecos ocurre a lo largo de una región relativamente extensa (~1-10 μm), determinada por la distancia de difusión de los electrones y los huecos. Debido a que los portadores de carga no están confinados a la vecindad inmediata de la unión, es difícil alcanzar altas densidades de portadores. Para resolver este problema se puede intercalar una capa delgada entre las capas tipo *p* y tipo *n* de tal forma que la banda prohibida de la capa intercalada sea menor que la banda prohibida de las capas que la rodean. La capa delgada puede o no estar dopada, dependiendo del diseño del dispositivo; su función es confinar a los portadores inyectados en ella bajo polarización directa. El confinamiento de portadores se presenta como resultado de la discontinuidad del valor de la banda prohibida en la unión de dos semiconductores que poseen la misma estructura cristalina (la misma constante de red) pero diferentes bandas prohibidas [2.1], [2.2]. Este tipo de uniones reciben el nombre de heterouniones [2.1], [2.2], [2.4] y estos dispositivos se denominan heteroestructuras dobles. Debido a que la anchura de la capa intercalada puede ser controlada (típicamente de alrededor de 0.1 μm) es posible lograr altas densidades de portadores con una corriente de

inyección determinada. La [figura 2.3\(b\)](#) muestra el diagrama de bandas de energía de una heteroestructura doble sin polarización y con polarización directa.

El uso de heteroestructuras para fuentes ópticas basadas en semiconductores implica un doble beneficio, ya que como se mencionó anteriormente, la diferencia de bandas prohibidas entre los dos semiconductores ayuda a confinar a los electrones y huecos en la capa intermedia, conocida como capa activa o región activa, ya que la luz se genera en ella como resultado de la recombinación de electrones y huecos. La región activa posee un índice de refracción mayor que las capas de semiconductor tipo n y tipo p que la circundan simplemente porque su banda prohibida es menor [2.10]. Como resultado de esta diferencia de índices de refracción, la capa activa actúa como una guía de ondas dieléctrica, soportando modos ópticos cuyo número puede ser controlado al variar la anchura de la región activa, tal como ocurre con los modos en el núcleo de una fibra óptica.

2.1.3. Recombinación no radiante

Cuando una unión p - n se polariza directamente, los electrones y huecos son inyectados en la región activa, donde se recombinan y producen luz. Sin embargo, en cualquier semiconductor se pueden llevar a cabo recombinaciones que no emitan radiación, a través de fenómenos tales como recombinaciones en trampas o defectos, recombinaciones superficiales y recombinaciones de Auger [2.4]. Este último mecanismo de recombinación es muy importante para los láseres semiconductores que emiten en la banda de 1.3 a 1.6 μm , debido a la banda prohibida relativamente pequeña de la región activa [2.1], [2.4]. En la recombinación de Auger, la energía liberada durante la recombinación electrón–hueco es transferida a otro electrón o hueco en forma de energía cinética en lugar de producir luz.

Desde el punto de vista de operación de dispositivos, todos los procesos que no producen radiación son indeseables, ya que reducen el número de parejas electrón–hueco que producen luz. Su efecto se cuantifica a través de la eficiencia cuántica interna, definida como:

$$\eta_{\text{int}} = \frac{R_{rr}}{R_{\text{total}}} = \frac{R_{rr}}{R_{rr} + R_{nr}} \quad (2.1.16)$$

donde R_{rr} es la tasa de recombinación radiante, R_{nr} es la tasa de recombinación no radiante y R_{total} es la tasa total de recombinación. Por lo general estas tasas se expresan en términos de los lapsos de recombinación τ_{rr} y τ_{nr} siendo $R_{rr} = N/\tau_{rr}$ y $R_{nr} = N/\tau_{nr}$, donde N es la densidad de portadores. Entonces la eficiencia cuántica interna es:

$$\eta_{\text{int}} = \frac{\tau_{nr}}{\tau_{rr} + \tau_{nr}} \quad (2.1.17)$$

Los lapsos de recombinación dependen del semiconductor de que se trate. En general, τ_{rr} y τ_{nr} poseen valores similares para semiconductores de banda prohibida directa, mientras que τ_{nr} es una pequeña fracción (alrededor de 10^{-5}) de τ_{rr} para semiconductores de banda prohibida indirecta. Se dice que un semiconductor posee una banda prohibida directa si el mínimo de la banda de conducción y el máximo de la banda de valencia se presentan para el mismo valor del vector de onda del electrón (véase la [figura 2.2](#)). La probabilidad de recombinación radiante es alta en estos semiconductores, ya que es fácil conservar tanto la energía como el momento durante la recombinación electrón–hueco. En contraste, los semiconductores de banda prohibida indirecta requieren la ayuda de un fonón para la conservación del momento durante la

recombinación, lo cual reduce la probabilidad de recombinación radiante e incrementa τ_{rr} considerablemente en comparación con el valor de τ_{nr} para ese mismo material. Evidentemente, como puede concluirse a partir de la ecuación (2.1.17), el valor de η_{int} es sumamente bajo para estos materiales. Los valores típicos de η_{int} para el silicio y el germanio son de 10^{-5} . Ninguno de ellos es adecuado para utilizarlo en fuentes ópticas semiconductoras debido a que poseen bandas prohibidas indirectas. Para materiales semiconductores de banda prohibida directa, tales como el arseniuro de galio (GaAs) o el fosforo de indio (InP), $\eta_{int} \approx 0.5$ y se acerca a 1 cuando predomina la emisión estimulada.

La tasa de recombinación radiante puede ser escrita como $R_{rr} = R_{emi\ espont} + R_{emi\ estim}$ cuando la recombinación radiante ocurre tanto por emisión espontánea como estimulada. Para los LEDs $R_{emi\ estim}$ es despreciable en comparación con $R_{emi\ espont}$, y en ese caso es posible sustituir R_{rr} con $R_{emi\ espont}$ en la ecuación (2.1.16). Generalmente las tasas $R_{emi\ espont}$ y R_{nr} son comparables en magnitud, implicando una η_{int} de alrededor de 50 %. Sin embargo, η_{int} se aproxima al 100 % para láseres semiconductores ya que la emisión estimulada comienza a dominar con un incremento de la potencia de salida.

Es útil definir una cantidad conocida como tiempo de vida de los portadores de carga, τ_c , la cual representa el tiempo total de recombinación de los portadores de carga en ausencia de recombinación estimulada, y está definida por la relación:

$$R_{emi\ espont} + R_{nr} = \frac{N}{\tau_c} \quad (2.1.18)$$

donde N es la densidad de portadores. Si $R_{emi\ espont}$ y R_{nr} varían linealmente con N , τ_c es una constante. En la realidad ambas tasas de emisión crecen de manera no lineal con N de tal manera que $R_{emi\ espont} + R_{nr} = A_{nr}N + BN^2 + CN^3$, donde A_{nr} es el coeficiente de recombinación no radiante, debido a las recombinaciones en defectos o trampas, B es el coeficiente de recombinación radiante espontánea y C es el coeficiente de Auger [2.1]. De esta manera, el tiempo de vida de los portadores de carga se vuelve una función de la densidad de portadores N , siendo $\tau_c^{-1} = A_{nr} + BN + CN^2$.

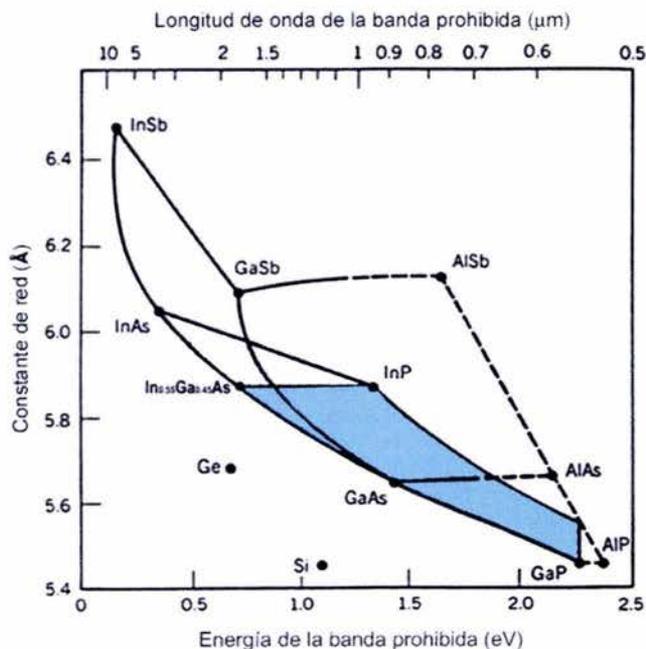
2.1.4. Materiales semiconductores

Casi cualquier semiconductor de banda prohibida directa puede ser utilizado para fabricar una homounión $p-n$ capaz de emitir luz por medio de emisión espontánea; sin embargo, las opciones para la elección del material en el caso de los dispositivos basados en heteroestructuras están considerablemente limitadas porque su desempeño depende de la calidad de la interfaz de la heterounión entre dos semiconductores de diferente banda prohibida. Para reducir la formación de defectos en la red cristalina, la constante de red de ambos materiales debe ser muy parecida (con diferencias relativas menores a 0.1 %) [2.1]. La naturaleza no crea semiconductores cuyas constantes de red puedan parecerse tanto, y es por ello que se crean materiales semiconductores artificiales con compuestos ternarios y cuaternarios en los cuales una fracción de los lugares de la red de un semiconductor binario natural son ocupados por otros elementos. Por ejemplo, en el caso del GaAs, puede hacerse el compuesto ternario $Al_xGa_{1-x}As$ reemplazando una fracción x de átomos de galio con átomos de aluminio. El semiconductor resultante posee casi la misma constante de red que el semiconductor original, pero su banda prohibida es mayor (y por lo tanto su índice de refracción menor). La banda prohibida depende de la fracción x y su valor en unidades de eV puede ser aproximado mediante la siguiente expresión lineal [2.4]:

$$E_g(x) \text{ (eV)} = 1.424 + 1.247x; \quad 0 < x < 0.45 \quad (2.1.19)$$

La [figura 2.4](#) muestra la relación entre la banda prohibida E_g y la constante de red a para diversos compuestos ternarios y cuaternarios. Los puntos sólidos representan a los semiconductores binarios, y las líneas que los conectan representan compuestos ternarios. La porción punteada de las líneas indica que el compuesto ternario resultante posee una banda prohibida indirecta. Las áreas de los polígonos cerrados corresponden a compuestos cuaternarios, y la banda prohibida no es necesariamente directa para esos compuestos. El área sombreada en la figura representa a los compuestos ternarios y cuaternarios con banda prohibida directa formados utilizando indio, galio, arsénico y fósforo.

La línea horizontal que une al GaAs con el AlAs corresponde a compuestos ternarios con fórmula $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, cuya banda prohibida es directa para valores de x de hasta 0.45 y cuyo valor está determinado por la ecuación (2.1.19). La región activa y las capas que la circundan están hechas de tal manera que x es menor para la primera y mayor para las últimas, de tal manera que la banda prohibida es mayor para las capas circundantes y menor para la capa activa. La longitud de onda de la luz emitida es determinada por el valor de energía de la banda prohibida, ya que la energía del fotón es aproximadamente igual al valor de energía de la banda. Suponiendo que $E_g \approx hf = hc/\lambda$, se tiene que $\lambda \approx 0.87 \mu\text{m}$ para una región activa de GaAs ($E_g = 1.424 \text{ eV}$). La longitud de onda puede reducirse a $0.81 \mu\text{m}$ utilizando una capa activa con $x = 0.1$. Las fuentes ópticas basadas en arseniuro de galio típicamente operan en el rango de 0.81 a $0.87 \mu\text{m}$ y fueron utilizadas en la primera generación de sistemas ópticos basados en fibra óptica.



[Figura 2.4](#). Constantes de red y energías asociadas a las bandas prohibidas de compuestos ternarios y cuaternarios formados utilizando nueve semiconductores de los grupos III y V. Las áreas sombreadas corresponden a posibles estructuras InGaAsP y AlGaAs . Las líneas horizontales que pasan a través del InP y del GaAs muestran los diseños con acoplamientos de constantes de red [2.2].

En los sistemas de comunicaciones de fibra óptica es sumamente conveniente trabajar en la región espectral correspondiente al rango de longitudes de onda de 1.3 a $1.6 \mu\text{m}$, ya que tanto la dispersión como la atenuación originadas en la fibra óptica son menores en comparación con lo que ocurre para la región de $0.85 \mu\text{m}$. El InP es el material semiconductor en el que se basan los dispositivos que operan en el rango de longitudes de onda mencionado. Como puede observarse en la [figura 2.4](#) por la línea casi horizontal que pasa por el InP, la banda prohibida de este compuesto puede reducirse considerablemente haciendo el compuesto cuaternario $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ mientras que la constante de red sigue siendo muy similar a la del InP. Las fracciones x e y no pueden escogerse arbitrariamente, sino que deben cumplir la relación $x/y = 0.45$

para asegurar la igualdad de las constantes de red [2.1], [2.2]. El valor energético de la banda prohibida del compuesto cuaternario resultante puede expresarse aceptablemente en términos únicamente de y mediante la siguiente aproximación [2.1]:

$$E_g(y) \text{ (eV)} = 1.35 - 0.72y + 0.12y^2, \quad 0 \leq y \leq 1 \quad (2.1.20)$$

El mínimo valor de $E_g(y)$ se presenta para $y = 1$. El compuesto ternario correspondiente es $\text{In}_{0.55}\text{Ga}_{0.45}\text{As}$, el cual emite luz con longitud de onda cercana a $1.65 \mu\text{m}$ ($E_g = 0.75 \text{ eV}$). Con la elección correcta de las fracciones x e y , las fuentes de $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ pueden ser diseñadas para emitir luz en el rango de longitudes de onda de 1 a $1.65 \mu\text{m}$, el cual evidentemente incluye el rango de 1.3 a $1.6 \mu\text{m}$, sumamente importante para los sistemas ópticos de telecomunicaciones.

2.2. Diodos emisores de luz (LEDs)

Una unión p - n en polarización directa emite luz por medio de emisión espontánea, fenómeno que se conoce como electroluminiscencia. Un LED es, en su forma más simple, una homounión p - n polarizada directamente. Las recombinaciones radiantes electrón-hueco que se llevan a cabo en la región de agotamiento generan luz; parte de ella escapa del dispositivo y es posible introducirla (acoplarla) en una fibra óptica. La luz emitida es incoherente con una anchura espectral relativamente amplia (entre 30 y 60 nm) y una dispersión angular relativamente alta [2.1].

2.2.1. Características de potencia y corriente

Con una corriente determinada I la tasa de inyección de portadores es I/q . En el estado estable, la tasa de recombinaciones electrón-hueco a través de procesos tanto radiantes como no radiantes es igual a la tasa de inyección de portadores I/q . La tasa de generación de fotones es $\eta_{int} I/q$ puesto que η_{int} determina la fracción de los pares electrón-hueco que se recombinan a través de emisión espontánea. La potencia óptica interna es por lo tanto:

$$P_{int} = \eta_{int} I \frac{\hbar\omega}{q} \quad (2.2.1)$$

donde $\hbar\omega$ es la energía del fotón, suponiendo que es casi la misma para todos los fotones. Si se define a η_{ext} como la fracción de fotones que escapan del dispositivo, la potencia emitida es:

$$P_{ext} = \eta_{ext} P_{int} = \eta_{ext} \eta_{int} I \frac{\hbar\omega}{q} \quad (2.2.2)$$

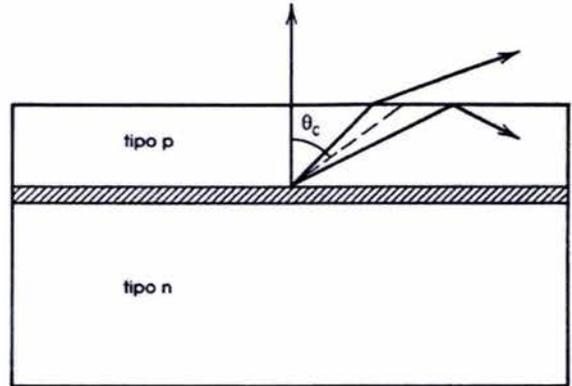
La cantidad η_{ext} es conocida como eficiencia cuántica externa, y puede ser calculada tomando en cuenta la absorción interna y la reflexión total interna en la interfaz semiconductor-aire. Como puede observarse en la [figura 2.5](#) solamente puede escapar la luz emitida dentro de un cono de ángulo θ_c , donde $\theta_c = \text{ang sen}(1/n)$ es el ángulo crítico y n es el índice de refracción del semiconductor. La absorción interna puede evitarse utilizando LEDs de heteroestructura, en los cuales las capas de revestimiento que rodean a la región activa son transparentes para la radiación generada. La eficiencia cuántica externa puede entonces ser escrita como:

$$\eta_{ext} = \frac{1}{4\pi} \int_0^{\theta_c} 2\pi \sin(\theta) T_f(\theta) d\theta \tag{2.2.3}$$

donde T_f es la transmitividad de Fresnel, dependiente del ángulo de incidencia θ , y se ha asumido que la radiación se emite con simetría esférica (uniformemente en un ángulo sólido de 4π sr). En el caso de incidencia normal, $T_f(0) = 4n / (n + 1)^2$. Si se reemplaza $T_f(\theta)$ por $T_f(0)$ por simplicidad en la ecuación (2.2.3), η_{ext} es aproximadamente:

$$\eta_{ext} = \frac{1}{n(n+1)^2} \tag{2.2.4}$$

Figura 2.5. Reflexión total interna en la faceta de salida de un LED. Sólo la luz emitida dentro de un cono de ángulo θ_c es transmitida, donde θ_c es el ángulo crítico de la interfaz semiconductor-aire [2.1].



Utilizando la ecuación (2.2.4) en la (2.2.2) se obtiene la potencia emitida a través de una faceta (véase la figura 2.5). Si se utiliza $n = 3.5$ como un valor típico, $\eta_{ext} = 1.4 \%$, lo cual indica que sólo una pequeña parte de la potencia interna se convierte en potencia útil de salida. Se presentan pérdidas posteriores en la potencia de salida cuando la luz emitida tiene que ser introducida en la fibra óptica (pérdidas por acoplamiento). Debido a la naturaleza incoherente de la luz emitida, los LEDs se comportan como fuentes lambertianas de distribución angular $S(\theta) = S_0 \cos(\theta)$, donde S_0 es la intensidad en la dirección $\theta = 0$. Es posible demostrar que la eficiencia de acoplamiento de ese tipo de fuentes es [2.5] $\eta_{ac} = (AN)^2$, donde AN es la apertura numérica de la fibra óptica, cuyos valores típicamente se encuentran en el rango de 0.1 a 0.3, implicando por lo tanto que sólo una pequeña fracción de la potencia emitida sea acoplada a la fibra. Normalmente la potencia lanzada de un LED a una fibra es de $100 \mu\text{W}$ o menor, aun cuando la potencia interna puede exceder fácilmente los 10 mW .

Una medida del desempeño del LED es la eficiencia cuántica total, denotada por η_{tot} , que se define como la relación entre la potencia óptica emitida $P_{opt\ emi}$ y la potencia eléctrica aplicada, $P_{elec} = V_0 I$, donde V_0 es la diferencia de potencial en el dispositivo. Utilizando la ecuación (2.2.2):

$$\eta_{tot} = \frac{P_{opt\ emi}}{P_{elec}} = \frac{\eta_{ext} \eta_{int} I \frac{\hbar\omega}{q}}{V_0 I} = \eta_{ext} \eta_{int} \frac{\hbar\omega}{qV_0} \tag{2.2.5}$$

Generalmente $\hbar\omega \approx qV_0$, de tal manera que $\eta_{tot} \approx \eta_{ext} \eta_{int}$. La eficiencia cuántica total, también conocida como eficiencia de conversión de potencia, es una medida del desempeño general del dispositivo.

Otro parámetro utilizado para caracterizar el desempeño de los LEDs es la responsividad, definida como la razón entre la potencia óptica emitida y la corriente:

$$R_{LED} = \frac{P_{opt\,emi}}{I} = \eta_{ext} \eta_{int} \frac{\hbar\omega}{q} \tag{2.2.6}$$

Comparando (2.2.5) y (2.2.6), es posible observar que $R_{LED} = \eta_{tot} V_0$. Los valores típicos de R_{LED} son de alrededor de 0.01 W/A. La responsividad se mantiene constante siempre y cuando la relación entre la potencia óptica emitida y la corriente sea lineal. En la práctica, esta relación lineal se cumple sólo en un rango limitado de valores de corriente [2.1]. La **figura 2.6(a)** muestra las gráficas de potencia emitida vs. corriente de un LED típico de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ para diferentes temperaturas. La responsividad del dispositivo disminuye para corrientes mayores que 80 mA, debido al doblamiento de la curva. Una de las causas de este decremento es la elevación de la temperatura de la región activa. La eficiencia cuántica interna es dependiente de la temperatura debido a que existe un incremento en la tasa de recombinaciones no radiantes a temperaturas altas.

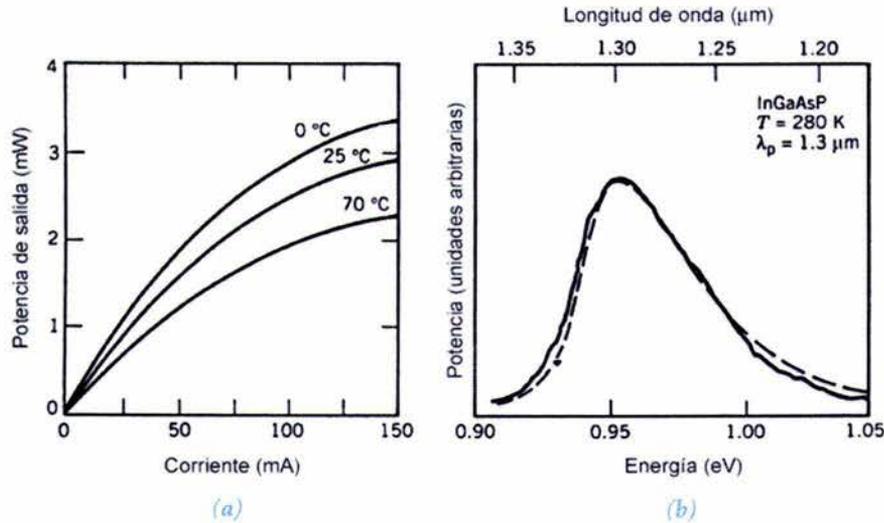


Figura 2.6. (a) Curvas de potencia vs. corriente para diversas temperaturas; (b) espectro de la luz emitida para un LED típico de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$. La curva punteada muestra el espectro calculado teóricamente [2.1].

2.2.2. Espectro de un LED

El espectro de una fuente luminosa afecta el desempeño de los sistemas ópticos de telecomunicaciones debido a la dispersión en la fibra. El espectro del LED está emparentado con el espectro de emisión espontánea, $R_{emi\,espont}(\omega)$, dado por (2.1.10). Generalmente el espectro $R_{emi\,espont}(\omega)$ se calcula numéricamente y depende de diversos parámetros del material. Sin embargo, es posible obtener una buena aproximación si se considera que $A(E_1, E_2)$ es diferente de cero únicamente en un rango estrecho de valores de energía

alrededor del valor de energía del fotón, y si las funciones de Fermi son aproximadas por sus flancos exponenciales bajo el supuesto de que la inyección es débil, el resultado es [2.1]:

$$R_{emi\ espont}(\omega) = A_0 \sqrt{\hbar\omega - E_g} \exp\left[\frac{-(\hbar\omega - E_g)}{k_B T}\right] \quad (2.2.7)$$

donde A_0 es una constante y E_g es la banda prohibida de energía.

Es posible deducir que $R_{emi\ espont}(\omega)$ tiene un pico cuando $\hbar\omega = E_g + k_B T/2$ y tiene una anchura total a la mitad de su máximo (*full width at half maximum* en inglés, FWHM) $\Delta f \approx 1.8 k_B T/h$. A temperatura ambiente ($T = 300$ K) la FWHM es aproximadamente de 11 THz. En la práctica la anchura espectral se expresa en unidades de nanómetros o micrómetros tomando en cuenta que:

$$|\Delta\lambda| \approx |(-\lambda^2/c) \Delta f| \quad (2.2.8)$$

Como puede observarse en la expresión anterior, $\Delta\lambda$ crece de manera proporcional al cuadrado de la longitud de onda al aumentar ésta, y es por ello que $\Delta\lambda$ es mayor por un factor cercano a 2 para LEDs de GaAsP que emiten a $\lambda = 1.3$ μm en comparación con LEDs de GaAs que emiten a $\lambda = 0.87$ μm . La [figura 2.6\(b\)](#) muestra el espectro de salida de un LED típico de $\lambda = 1.3$ μm y lo compara con la curva teórica basada en la ecuación (2.2.7). El parámetro BL se ve considerablemente limitado por la dispersión de la fibra en sistemas ópticos donde se utilizan LEDs como fuentes ópticas debido a su gran anchura espectral ($\Delta\lambda$ puede ser de 50 a 60 nm). Los LEDs son adecuados principalmente para redes de área local con tasas de transmisión de 10 ó 100 Mb/s y distancias de transmisión de pocos kilómetros.

2.2.3. Respuesta a la modulación

La respuesta de los LEDs a la modulación depende de la dinámica de los portadores a través del tiempo de vida de éstos últimos, τ_c , definido en (2.1.18). La respuesta a la modulación puede determinarse utilizando una ecuación de tasa para la densidad N de portadores. Ya que los electrones y los huecos se inyectan y se recombinan en pares, es suficiente considerar la ecuación de tasa únicamente para uno de los dos tipos de portadores de carga. Dicha ecuación de tasa debe incluir todos los mecanismos a través de los cuales los electrones aparecen y desaparecen de la región activa. Para los LEDs, en los cuales es despreciable la emisión estimulada, toma la siguiente forma:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{I}{qV} - \frac{N}{\tau_c} \quad (2.2.9)$$

donde V es el volumen de la región activa. El último término de (2.2.9) toma en cuenta tanto el proceso de recombinación radiante como el no radiante a través de τ_c . Considerando una modulación sinusoidal de la corriente de inyección representada de manera fasorial por:

$$I(t) = I_b + I_m \exp(j\omega_m t), \quad (2.2.10)$$

donde I_b es la corriente de polarización, I_m es la amplitud máxima de la corriente de modulación y ω_m es la frecuencia de modulación. Ya que la ecuación diferencial (2.2.9) es lineal, su solución general puede

escribirse de la siguiente manera:

$$N(t) = N_b + N_m \exp(j\omega_m t), \quad (2.2.11)$$

$$N_b = \frac{\tau_c I_b}{qV}, \quad (2.2.12)$$

$$N_m(\omega_m) = \frac{\tau_c I_m / qV}{1 + j\omega_m \tau_c}, \quad (2.2.13)$$

La potencia modulada P_m está relacionada linealmente con $|N_m|$. Es posible definir la función de transferencia del LED como:

$$H(\omega_m) = \frac{N_m(\omega_m)}{N_m(0)} = \frac{1}{1 + j\omega_m \tau_c} \quad (2.2.14)$$

El ancho de banda de -3 dB del LED se define como la frecuencia de modulación para la cual $|H(\omega)|$ se reduce a la mitad de su valor máximo, lo cual ocurre para:

$$\omega_{m_{3dB}} = \frac{\sqrt{3}}{\tau_c} \Rightarrow f_{m_{3dB}} = \frac{\sqrt{3}}{2\pi\tau_c} \quad (2.2.15)$$

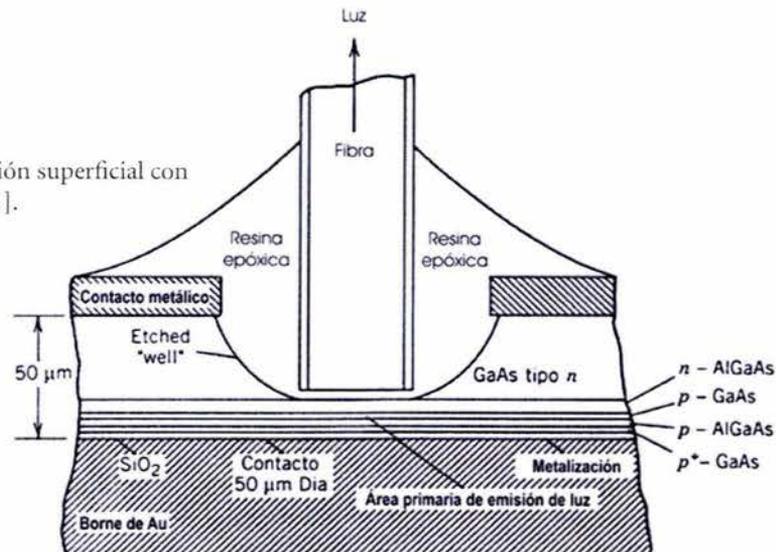
Los valores típicos de τ_c están en el rango de 2 a 5 ns para LEDs de InGaAsP. El ancho de banda de modulación correspondiente está en el rango de 50 a 140 MHz. Nótese que la ecuación (2.2.15) provee un ancho de banda óptico, puesto que $f_{m_{3dB}}$ se define como la frecuencia para la cual la potencia óptica se reduce 3 dB. El ancho de banda eléctrico correspondiente depende del valor de frecuencia para el cual $|H(\omega)|^2$ se reduce 3 dB y está dado por $f_{elec\ m_{3dB}} = 1/2\pi\tau_c$.

2.2.4. Estructuras de LEDs

Los LEDs pueden clasificarse según su estructura en LEDs de emisión superficial o de emisión lateral (emisión de borde), dependiendo de si el LED emite luz desde la superficie paralela al plano de la unión o del borde de la región de la unión, respectivamente. Ambos tipos de LEDs pueden fabricarse usando diseños basados en homouniones $p-n$ o en heteroestructuras en las que la región activa está rodeada por capas de revestimiento. Éstos últimos tienen un mejor desempeño, ya que provee un control del área de emisión y elimina la absorción interna gracias a transparencia de las capas de revestimiento.

La figura 2.7 muestra el esquema de un LED de emisión superficial conocido como LED tipo Burrus. El área de emisión del dispositivo está restringida a una pequeña región cuya dimensión lateral es comparable con el diámetro del núcleo de una fibra óptica. El uso de un borne de oro impide pérdidas de potencia en la superficie inferior. La eficiencia de acoplamiento es mejorada grabando un “pozo” y acercando la fibra al área de emisión. La potencia acoplada a la fibra depende de muchos parámetros, como la apertura numérica de la fibra y la distancia entre la fibra y el LED. El uso de adhesivos epóxicos tiende a incrementar la eficiencia

Figura 2.7. Esquema de un LED de emisión superficial con geometría de heteroestructura doble [2.1].



cuántica externa, ya que reduce el desacoplamiento de índices de refracción. En la literatura existen muchas variantes del diseño básico. En una de ellas, una microlente esférica truncada fabricada dentro del pozo se utiliza para insertar o acoplar la luz en la fibra [2.6]. En otra variante, el extremo mismo de la fibra es redondeado para utilizarlo como una microlente esférica [2.7]. Con un diseño apropiado, los LEDs de emisión superficial pueden acoplar en la fibra hasta un 1 % de la potencia generada internamente.

Los LEDs de emisión de borde emplean un diseño usado comúnmente en láseres semiconductores, que se tratarán más adelante. De hecho, un láser semiconductor se convierte en un LED al depositar un recubrimiento antirreflejante en su faceta de salida para evitar que se presente el efecto láser. La divergencia del haz (véase el [Apéndice B](#)) de los LEDs de emisión de borde difiere de la de los LEDs de emisión superficial debido a que se presenta un efecto de guía de ondas en el plano perpendicular a la unión. Los LEDs de emisión superficial se comportan como una fuente lambertiana con una distribución $S_e(\theta) = S_0 \cos(\theta)$ en ambas direcciones axiales. La divergencia de haz resultante tiene una anchura total a la mitad de su máximo de 120° en cada dirección axial. En cambio, Los LEDs de emisión de borde presentan una divergencia de aproximadamente 30° en la dirección perpendicular al plano de la unión. Así, es posible insertar una gran cantidad de luz en una fibra óptica aun si ésta tiene una baja apertura numérica (<0.3) gracias a la reducida divergencia y alta radiancia de la faceta emisora [2.8]. El ancho de banda de modulación de los LEDs de emisión de borde es mayor (de alrededor de 200 MHz) que el de los LEDs de emisión superficial, debido al menor tiempo de vida de los portadores de carga para un mismo valor de corriente eléctrica [2.9]. En la práctica, la elección del tipo de LED a utilizar depende de la relación entre costo y desempeño.

A pesar de la potencia de salida y ancho de banda relativamente bajos de los LEDs en comparación con los láseres, son sumamente útiles en aplicaciones de bajo costo que requieren tasas de transmisión de 100 Mb/s o menos a través de distancias de pocos kilómetros. Por esta razón se desarrollaron varias nuevas estructuras para LEDs durante la década de 1990 [2.18]–[2.20]. En un diseño conocido como LED de cavidad resonante [2.1], se fabrican dos espejos de metal alrededor de las capas de semiconductor, y el dispositivo es unido a un sustrato de silicio. En una variante de esta idea, el espejo inferior se fabrica mediante crecimiento epitaxial, utilizando una pila de capas alternadas de dos semiconductores diferentes, mientras que el espejo inferior consiste en una membrana deformable suspendida por una cavidad de aire [2.18]. La longitud de onda de operación de ese LED puede ser sintonizada en un rango de 40 nm al cambiar el espesor de la cavidad de aire. En otro esquema se hacen crecer diversos pozos cuánticos de diferentes composiciones y bandas prohibidas para conformar una estructura de pozos cuánticos múltiples (*Multi-Quantum Well*, MQW) [2.19]. Debido a que cada pozo cuántico emite luz de diferente longitud de onda, ese tipo de LED puede tener un espectro muy ancho (de un rango de hasta 500 nm) y son útiles para redes de área local basadas en multicanalización por división de longitud de onda (WDM LANs).

2.3. Láseres semiconductores

Los láseres semiconductores emiten luz por medio del fenómeno de emisión estimulada. Como resultado de la diferencia entre la emisión estimulada y la espontánea, no sólo son capaces de emitir luz de muy alta potencia (alrededor de 100 mW), sino que además poseen otras ventajas relacionadas con la naturaleza coherente de la luz que emiten. La dispersión angular del haz de salida de estos dispositivos es relativamente baja comparada con la de los LEDs, lo cual permite mayores eficiencias de acoplamiento (de alrededor de 50 %) con fibras ópticas monomodo [2.1]. La anchura espectral relativamente baja de la luz emitida permite trabajar con grandes tasas de transmisión (alrededor de 10 Gb/s), ya que la dispersión causada por la fibra no es tan severa para este tipo de fuentes ópticas. Además, los láseres semiconductores pueden ser modulados directamente a altas frecuencias (hasta 25 GHz) gracias a los cortos tiempos de recombinación asociados con la emisión estimulada. La mayoría de los sistemas de telecomunicaciones utilizan láseres semiconductores en lugar de LEDs debido a su mejor desempeño.

2.3.1. Ganancia óptica

Como se mencionó en la [Sección 2.1.1](#), la emisión estimulada es dominante sólo si se cumple la condición de inversión de población, lo cual se cumple para láseres semiconductores añadiendo una cantidad tan alta de impurezas a las capas de revestimiento tipo p y tipo n que la separación de los cuasiniveles de Fermi exceda la banda prohibida (véase (2.1.14)) bajo polarización directa de la unión p - n . Cuando la densidad de portadores inyectados en la región activa excede cierto valor, conocido como el valor de transparencia, se da la inversión de población y la región activa presenta ganancia óptica. Una señal de entrada que se propagara en la región activa se amplificaría de manera proporcional a $\exp(g_m z)$, donde g es el coeficiente de ganancia. El coeficiente g_m es proporcional a $R_{emi\ estim} - R_{absor}$ (véanse (2.1.12) y (2.1.13)) y generalmente se calcula de manera numérica [2.1].

La [figura 2.8\(a\)](#) muestra la ganancia calculada para una región activa de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ hecha de InGaAsP para diferentes valores de la densidad de portadores inyectados N . Para $N = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $g < 0$, ya que la inversión de población todavía no se presenta. Al aumentar N , g_m se vuelve positivo sobre un rango espectral que aumenta con N . El valor pico de la ganancia, g_p , también crece al aumentar N , con un desplazamiento

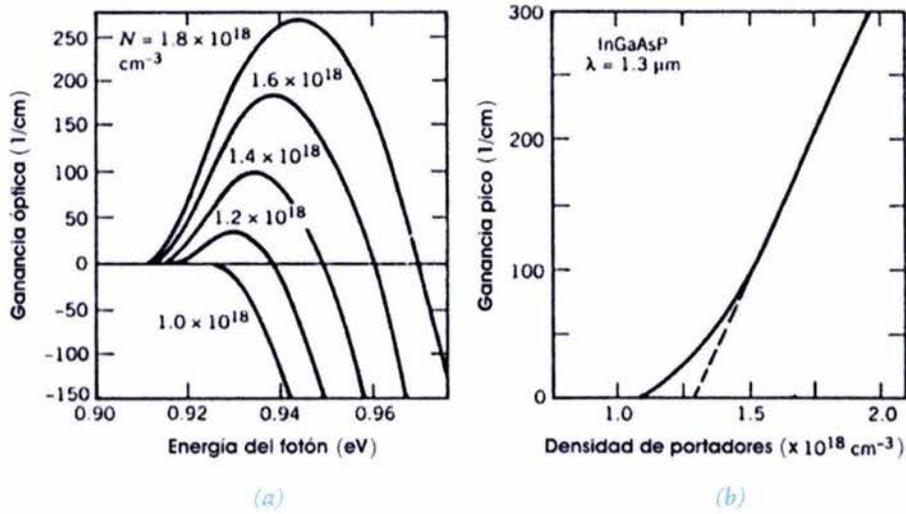


Figura 2.8. (a) Espectro de ganancia de un láser de InGaAsP para diversas densidades N de portadores. (b) Variación de la ganancia pico g_p con N . La línea punteada muestra la linealidad existente en la región de alta ganancia [2.4].

de dicho pico hacia valores más altos de energía de los fotones. La variación de g_p en función de N se muestra en la figura 2.8(b), donde puede observarse que para $N > 1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, g_p varía de manera casi lineal respecto de N . La figura 2.8 muestra que la ganancia óptica aumenta rápidamente una vez obtenida la inversión de población, y es por los altos valores de ganancia que los láseres semiconductores pueden fabricarse con dimensiones de fracciones de milímetro.

La dependencia casi lineal de g_p respecto de N sugiere una aproximación empírica en la cual la ganancia pico es:

$$g_p(N) = \sigma_g(N - N_T), \quad (2.3.1)$$

donde N_T es el valor de transparencia de la densidad de portadores y σ_g es la denominada ganancia diferencial. Los valores típicos de N_T y σ_g para láseres de InGaAsP se encuentran en los rangos de 1.0 a $1.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ y de 2 a $3 \times 10^{-16} \text{ cm}^{-2}$, respectivamente [2.1]. Como puede observarse en la figura 2.8(b), la aproximación de la expresión (2.3.1) es aceptable en la región de alta ganancia para la cual g_p excede 100 cm^{-1} ; la mayoría de los láseres semiconductores operan en dicha región. Para los especialistas, el uso de la ecuación (2.3.1) simplifica considerablemente los análisis de estos dispositivos, ya que los detalles de la estructura de bandas de energía no aparecen directamente. Los parámetros σ_g y N_T pueden estimarse de manera numérica para dar resultados como los mostrados en la figura 2.8(b) o pueden medirse de manera experimental [2.1].

Los láseres semiconductores con valores mayores de σ_g generalmente presentan un mejor desempeño, debido a que una ganancia específica se logra con menores densidades de corriente o, de manera equivalente, con corriente de inyección menores [2.3].

2.3.2. Retroalimentación y umbral láser

La ganancia óptica no es suficiente por sí misma para la operación láser. Otro requisito indispensable es la retroalimentación óptica, que convierte a un amplificador en un oscilador. En la mayoría de los láseres la retroalimentación se logra insertando el medio activo en una cavidad Fabry–Perot (CFP), formada por dos espejos. En el caso específico de los láseres semiconductores no se necesitan espejos externos, ya que las facetas se comportan como espejos cuya reflectividad está dada por:

$$R_m = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2, \quad (2.3.2)$$

donde n es el índice de refracción del medio de ganancia. Típicamente, $n = 3.5$, dando por resultado una reflectividad de las facetas de 30 %. A pesar de que esta cavidad Fabry–Perot tiene pérdidas considerables, la ganancia es suficientemente alta como para tolerar dichas pérdidas. La [figura 2.9](#) muestra la estructura básica de un láser semiconductor y la CFP asociada a él.

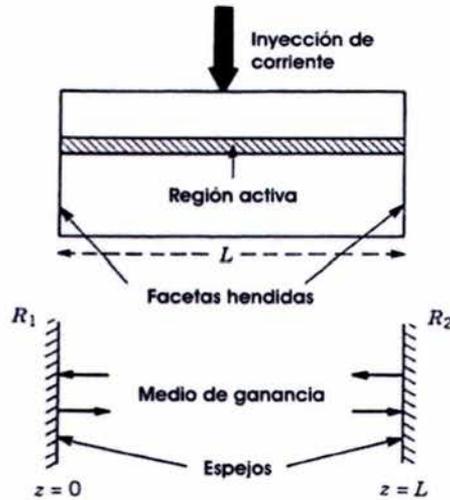


Figura 2.9. Estructura de un láser semiconductor y de una cavidad Fabry–Perot (CFP) asociada a él. Las facetas hendidas actúan como espejos parcialmente reflejantes [2.1].

El concepto de umbral láser puede comprenderse al notar que cierta fracción de los fotones generados por emisión estimulada son absorbidos debido a las pérdidas de la cavidad, y necesitan ser regenerados continuamente. Si la ganancia óptica no es suficientemente grande como para compensar las pérdidas de la cavidad, la población de fotones no puede aumentar. Por lo tanto, es necesario un mínimo valor de ganancia para la operación de un láser, el cual sólo puede lograrse cuando el láser es bombeado por encima de un nivel de umbral. La corriente necesaria para alcanzar dicho umbral es conocida como corriente de umbral.

Considérese una onda plana de amplitud E_0 , frecuencia angular ω y número de onda $k = n\omega / c$. Durante una vuelta completa en el resonador, su amplitud se multiplica por $\exp[(g/2)(2L)]$ debido a la ganancia g , y su fase se modifica en $2kL$, donde L es la longitud del resonador láser. Al mismo tiempo, su amplitud se

multiplica por el factor $\sqrt{R_1 R_2} \exp(-\alpha_{\text{int}} L)$ debido a la reflexión en las facetas del láser y debido a la pérdida interna α_{int} , que toma en cuenta absorciones de portadores libres, esparcimiento y otros efectos [2.1]. R_1 y R_2 son las reflectividades de las facetas del láser, y si bien en la mayoría de los casos $R_1 = R_2$, los valores pueden ser diferentes si las facetas poseen algún recubrimiento para cambiar su reflectividad original. En la condición de estado estable, la onda plana debería mantenerse sin cambio al completar una vuelta:

$$E_0 \exp(gL) \sqrt{R_1 R_2} \exp(-\alpha_{\text{int}} L) \exp(j2kL) = E_0 \quad (2.3.3)$$

Igualando amplitudes y fases en ambos lados de la ecuación, se tiene que:

$$g = \alpha_{\text{int}} + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) = \alpha_{\text{int}} + \alpha_{\text{esp}} = \alpha_{\text{cav}}, \quad (2.3.4)$$

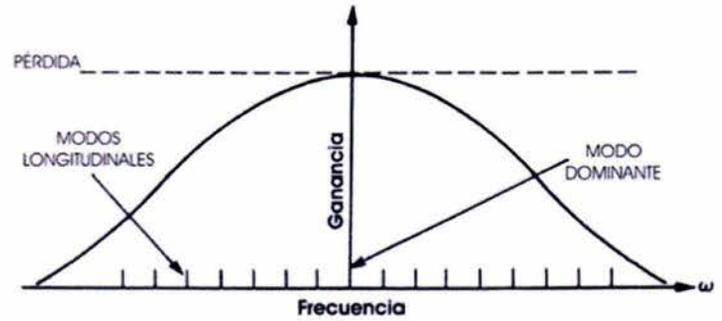
$$2kL = 2m\pi, \quad \Rightarrow \quad f = f_m = \frac{mc}{2nL} \quad (2.3.5)$$

donde m es un entero. La ecuación (2.3.4) muestra que la ganancia g iguala a la pérdida total en la cavidad a partir del umbral. Es importante destacar que g no es la misma ganancia g_m del material, mostrada en la [figura 2.8](#). Como se verá en la siguiente sección, un modo óptico se extiende más allá de la capa activa, mientras que la ganancia existe exclusivamente dentro de ella. Como resultado, $g = \Gamma g_m$, donde Γ es conocido como el factor de confinamiento de la región activa, con valores típicos de menos de 0.4.

La condición de fase de (2.3.5) muestra que la frecuencia f del láser debe ser igual a una de las frecuencias del conjunto f_m , donde m es un entero. Estas frecuencias corresponden a los modos longitudinales y están determinadas por la longitud de camino óptico nL . El espaciamiento Δf_L de los modos longitudinales es constante ($\Delta f_L = c/2nL$), si se desprecia la dependencia del índice de refracción respecto de la frecuencia. Si se toma en cuenta la dispersión del material, entonces $\Delta f_L = c/2n_g L$, donde n_g es el índice de refracción de grupo, definido como $n_g = n + \omega(dn/d\omega)$. Típicamente, el espaciamiento Δf_L está en el rango de 100 a 200 GHz para valores de L de 200 a 400 μm .

Un láser semiconductor con CFP generalmente emite luz en varios modos longitudinales de la cavidad. Como puede observarse en la [figura 2.10](#), el espectro de ganancia $g(\omega)$ es suficientemente ancho (ancho de banda de alrededor de 10 THz) como para que diversos modos longitudinales de la CFP tengan ganancia de manera simultánea. El modo más cercano a la ganancia pico se convertirá en el modo dominante. En condiciones ideales, los otros modos no deberían alcanzar su umbral, pues su ganancia siempre es menor que la del modo principal. Sin embargo, en la práctica la diferencia es sumamente pequeña (alrededor de 0.1 cm^{-1}), por lo que dos o más modos a cada lado del modo principal portan una porción significativa de la potencia del láser junto con el modo principal. Este tipo de láseres son llamados láseres (semiconductores) multimodo. Como cada modo se propaga en una fibra con una velocidad diferente debido a la dispersión de velocidad de grupo [2.1], [2.2], [2.13], la naturaleza multimodo de los láseres semiconductores limita el producto BL a valores menores de 10 Gb-km/s para sistemas que operan cerca de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$. El producto BL puede aumentarse diseñando láseres que oscilen a un solo modo longitudinal [2.1].

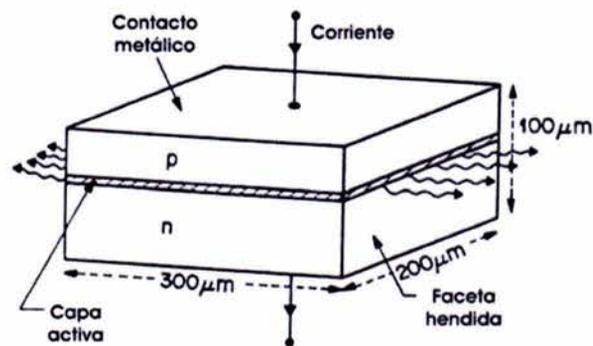
Figura 2.10. Perfiles de pérdida y ganancia para láseres semiconductores. Las espigas verticales muestran la ubicación de los modos longitudinales. El umbral láser se alcanza cuando la ganancia del modo longitudinal más cercano al pico de ganancia iguala a la pérdida [2.1].



2.3.3. Estructuras láser

La estructura más simple de un láser semiconductor consiste en una capa activa (de un espesor de alrededor de $0.1 \mu\text{m}$) colocada entre capas de revestimiento tipo p y tipo n de otro semiconductor con mayor banda prohibida. La heterounión p - n resultante es directamente polarizada a través de contactos metálicos. Este tipo de láseres son llamados láseres de área amplia, pues la corriente es inyectada en un área relativamente grande que cubre toda la anchura del dispositivo láser (aproximadamente $100 \mu\text{m}$). La **figura 2.11** muestra esta estructura. La luz láser es emitida a través de las dos facetas como un punto elíptico de dimensiones de alrededor de $1 \times 100 \mu\text{m}^2$. En la dirección perpendicular al plano de la unión el tamaño del punto es de alrededor de $1 \mu\text{m}$ porque la región activa se comporta como una guía de ondas al estar rodeada por capas de revestimiento de menor índice de refracción ($\Delta n \approx 0.3$), como se mencionó en la sección 2.1.2. De manera similar a las fibras ópticas, la capa activa soporta un cierto número de modos, llamados modos transversales. En la práctica, la región activa es suficientemente delgada ($0.1 \mu\text{m}$) como para que la guía de ondas plana soporte un único modo transversal. Sin embargo, el mecanismo de confinamiento de luz antes descrito no existe para la dirección lateral paralela al plano de la unión, por lo que la luz generada se esparce a todo lo ancho del láser.

Figura 2.11. Láser semiconductor de área amplia. La capa activa (región rayada) está colocada entre capas de revestimiento tipo p y tipo n hechas de materiales con mayor banda prohibida y por lo tanto menor índice de refracción [2.1].



Las principales desventajas de los láseres semiconductores de área amplia son una corriente de umbral relativamente alta y un patrón espacial elíptico sumamente excéntrico y que cambia de manera no controlada con la corriente. Estos problemas pueden resolverse utilizando mecanismos de confinamiento de luz en la dirección lateral. Los láseres semiconductores resultantes se clasifican en dos categorías:

1. Los láseres semiconductores guiados por ganancia (*gain-guided semiconductor lasers*) resuelven el problema del confinamiento limitando el flujo de la corriente de inyección a través de una franja delgada. Estos láseres son también llamados láseres semiconductores de geometría de franja (*stripe-geometry semiconductor lasers*). La [figura 2.12](#) muestra dos estructuras láser. En una de ellas **(a)**, una capa de dieléctrico (SiO_2) es depositada sobre la capa tipo p con una apertura central a través de la cual se inyecta la corriente [2.1]. En la otra **(b)**, una capa tipo n es depositada sobre la capa tipo p , y una difusión de zinc en la región central convierte a esta región de la capa n en una zona tipo p [2.1]. La corriente fluye exclusivamente a través de la región central y es bloqueada en cualquier otra zona debido a que la unión p - n existente está polarizada de manera inversa. Existen muchas otras variantes [2.4], pero en general, en todos los diseños la inyección de corriente se lleva a cabo en una franja central delgada (de alrededor de $5 \mu\text{m}$ de ancho), lo cual da por resultado una distribución de portadores de carga que varía en la dirección lateral y depende de la difusión de portadores. La ganancia óptica presenta un máximo en el centro de la franja. Debido a que la capa activa presenta grandes pérdidas por absorción en la región más allá de la franja central, la luz está confinada en la región de la franja. La ganancia contribuye al confinamiento de la luz, y es por ello que estos láseres se denominan guiados por ganancia. Su corriente de umbral es típicamente de entre 50 y 100 mA y la luz es emitida en forma de un punto elíptico de aproximadamente $1 \times 5 \mu\text{m}^2$ [2.1]. La mayor desventaja de estos dispositivos es que el tamaño del punto no es estable al incrementar la potencia del láser [2.4]. Este tipo de láseres no se usa muy a menudo en comunicaciones ópticas debido a problemas de inestabilidad modal.
2. Los láseres semiconductores guiados por índice (*index-guided semiconductor lasers*) resuelven el problema del confinamiento de la luz por medio de un escalón Δn_L en el índice de refracción en la dirección lateral, de tal manera que se forma una guía de ondas de manera similar a como se forma en la dirección transversal por el diseño de heteroestructura. Pueden subclasificarse en como láseres semiconductores fuerte o débilmente guiados por índice, dependiendo de la magnitud de Δn_L . La [figura 2.13](#) muestra dos ejemplos de estos tipos de láseres. En el diseño conocido como láser de guía de ondas con resalte (*ridge-waveguide laser*), se forma un resalte al corroer partes de la capa p [2.4]. Entonces es depositada una capa de SiO_2 para bloquear el flujo de corriente e inducir un confinamiento débil por índice (véase la [figura 2.13 \(a\)](#)). Debido a que el índice de refracción del SiO_2 es considerablemente más bajo que el de la región central tipo p , el índice de refracción efectivo del modo transversal es diferente en las dos regiones [2.1], dando por resultado un escalón Δn_L de aproximadamente 0.01. Este cambio en el índice confina la luz en la región del resalte. La magnitud de Δn_L es sensible a diversos detalles de la fabricación, como la anchura del resalte y la proximidad de la capa de SiO_2 a la capa activa. No obstante, la relativa simplicidad de este diseño y el bajo costo resultante lo hacen atractivo para algunas aplicaciones [2.1].

En los láseres semiconductores fuertemente guiados por índice la región activa, de dimensiones de alrededor de $0.1 \times 1 \mu\text{m}^2$, está enterrada, siendo completamente rodeada por diversas capas de menor índice de refracción. Por esta razón, estos láseres son conocidos como láseres de heteroestructura enterrada (*buried heterostructure lasers*, *BH lasers*). Existen muchos tipos diferentes de láseres BH. Son conocidos como láseres de heteroestructura enterrada con meseta grabada (*etched-mesa BH lasers*), láseres BH planos (*planar BH lasers*), láseres BH planos de doble canal (*double-channel planar BH lasers*) y láseres BH de sustrato acanalado (*channeled-substrate BH lasers*), dependiendo del método utilizado para la fabricación de la estructura láser [2.4]. Todos ellos permiten un escalón relativamente grande en el índice de refracción ($\Delta n_L \sim 0.1$) en la dirección lateral y, por lo tanto, es posible un confinamiento modal fuerte. Debido a un gran escalón de índice incorporado, la distribución espacial de la luz emitida es inherentemente estable, siempre y cuando el láser esté diseñado para soportar un solo modo espacial. En la práctica, los láseres BH serán monomodales si la anchura de la región activa es menor que $2 \mu\text{m}$. El tamaño del punto (elíptico) es de $2 \times 1 \mu\text{m}^2$. Debido a estas pequeñas dimensiones del tamaño del punto, el haz se difracta ampliamente tanto en la dirección lateral como en la transversal. La forma elíptica del punto y el gran ángulo de divergencia dificultan un acoplamiento eficiente de la luz en la fibra. Los valores típicos de eficiencia de acoplamiento están entre 30 % y 50 %. En ocasiones pueden utilizarse convertidores del tamaño del punto para mejorar la eficiencia de acoplamiento [2.1].

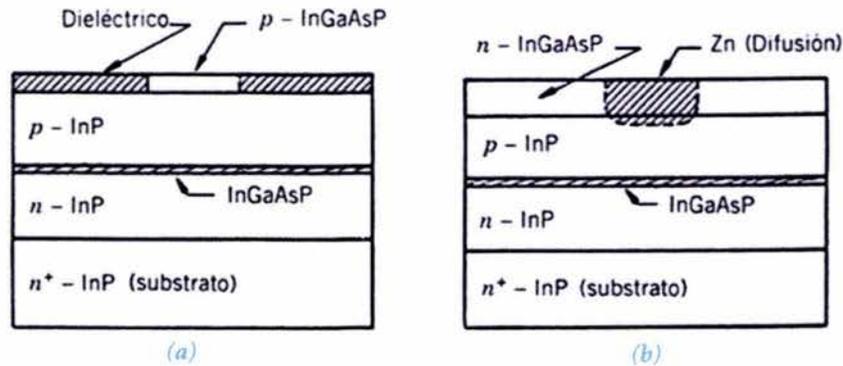


Figura 2.12. Secciones transversales de dos estructuras láser de geometría de franja (*stripe-geometry lasers*) utilizadas para diseñar láseres semiconductores guiados por ganancia y conocidos respectivamente como: (a) franja de óxido y (b) franja de unión [2.1].

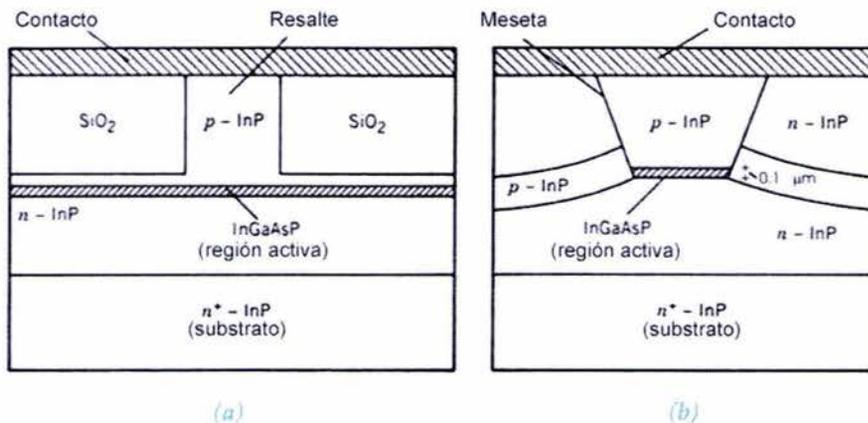


Figura 2.13. Secciones transversales de dos láseres semiconductores guiados por índice: (a) estructura de guía de ondas con resalte (*ridge-waveguide structure*) para confinamiento débil por índice; (b) heteroestructura enterrada con meseta grabada para confinamiento fuerte por índice [2.1].

2.3.4. Control de modos longitudinales

Los láseres semiconductores BH pueden diseñarse para emitir luz en un solo modo espacial controlando la anchura y el grosor de la capa activa. Sin embargo, como se trató en la [Sección 2.3.2](#), dichos láseres presentan oscilaciones en diversos modos longitudinales simultáneamente debido a una diferencia relativamente baja en la ganancia entre modos vecinos de la CFP. La anchura espectral resultante (de 2 a 4 nm) es aceptable para sistemas ópticos de telecomunicaciones que operan en la región de $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ a tasas de transmisión de hasta 1 Gb/s, pero estos láseres multimodo no pueden ser utilizados en sistemas diseñados para operar en la región de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ a tasas de transmisión altas. La solución es diseñar láseres semiconductores que emitan luz predominantemente en un único modo longitudinal (*single longitudinal mode lasers*, SLM lasers).

Los láseres SLM son diseñados de tal manera que las pérdidas de la cavidad sean distintas para diferentes modos longitudinales de la cavidad, a diferencia de los láseres de CFP cuyas pérdidas de cavidad son independientes de los modos. La [figura 2.14](#) muestra los perfiles de ganancia y pérdidas para láseres SLM. El modo longitudinal con la pérdida de cavidad más pequeña alcanza su umbral primero y se convierte en el modo dominante. Los modos vecinos son afectados por sus mayores pérdidas, lo cual impide que alcancen su umbral. La potencia portada por estos modos laterales es generalmente una fracción pequeña (menor que 1 %) de la potencia total emitida. El desempeño de un láser SLM es usualmente caracterizado por la razón de supresión de modos (*mode supression ratio*, MSR), la cual se define como:

$$MSR = \frac{P_{mp}}{P_{ml}}, \quad (2.3.6)$$

donde P_{mp} es la potencia del modo principal y P_{ml} es la potencia del modo lateral más dominante. Para que un láser SLM se considere bueno, la MSR debe ser mayor que 1000 (30 dB) [2.1].

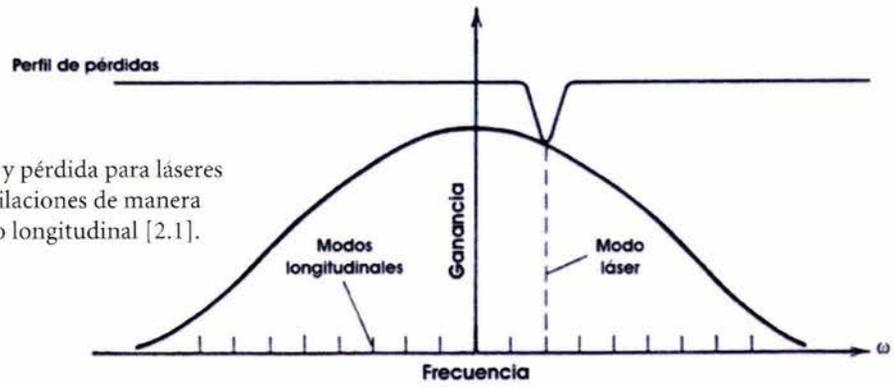


Figura 2.14. Perfiles de ganancia y pérdida para láseres semiconductores que poseen oscilaciones de manera predominante en un único modo longitudinal [2.1].

2.3.5. Láseres Semiconductores de Retroalimentación Distribuida

Los láseres semiconductores de retroalimentación distribuida (*distributed feedback semiconductor lasers*, *DFB semiconductor lasers*) fueron desarrollados en la década de 1980 y son ampliamente utilizados en sistemas ópticos WDM. Como su nombre lo indica, en ellos la retroalimentación no se lleva a cabo en las facetas, sino que está distribuida a lo largo de toda la longitud de la cavidad. Esto es logrado a través de una rejilla incorporada en la cavidad que produce una variación periódica del índice de refracción del modo. La retroalimentación se produce por medio de la difracción de Bragg, un fenómeno que acopla ondas que se propagan en direcciones opuestas [2.10], [2.14]. La selectividad modal del mecanismo de retroalimentación distribuida se basa en la condición de Bragg: el acoplamiento ocurre únicamente para longitudes de onda λ_B que satisfacen la condición:

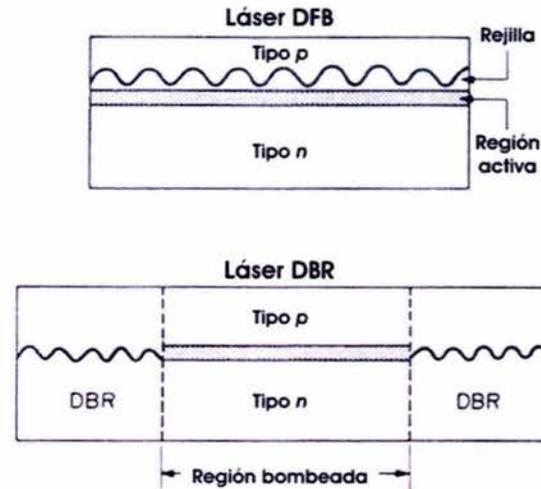
$$\Lambda = m \frac{\lambda_B}{2\bar{n}}, \quad (2.3.7)$$

donde Λ es el período de la rejilla, \bar{n} es el índice modal promedio y el entero m representa el orden de la difracción de Bragg. El acoplamiento más fuerte se da para la difracción de Bragg de primer orden ($m = 1$). Para un láser DFB que opera a $\lambda_B = 1.55 \mu\text{m}$, $\Lambda \approx 235 \text{ nm}$ si se considera que $m = 1$ y $\bar{n} = 3.3$; estas rejillas pueden fabricarse a través de técnicas holográficas [2.4], [2.14].

En cuanto a modo de operación se refiere, los láseres semiconductores que emplean la retroalimentación distribuida pueden clasificarse en dos grandes categorías: láseres de retroalimentación distribuida (*DFB lasers*) y láseres de reflectores Bragg distribuidos (*distributed Bragg reflector lasers*, *DBR lasers*). La figura 2.15 muestra dos tipos de estructuras láser. Si bien la retroalimentación ocurre a lo largo de la cavidad en los láseres DFB, la retroalimentación no ocurre dentro de la región activa en los láseres DBR. En realidad, los extremos de un láser DBR actúan como espejos cuya reflectividad es máxima para una longitud de onda λ_B que satisface la ecuación (2.3.7). Por lo tanto, las pérdidas de la cavidad son mínimas, para el modo longitudinal más cercano a λ_B y se incrementan considerablemente para otros modos longitudinales (véase la figura 2.14). La MSR está determinada por el margen de ganancia, definido como el exceso de ganancia requerido por el modo lateral más dominante para alcanzar su umbral. Un margen de ganancia de entre 3 y 5 cm^{-1} es generalmente suficiente como para lograr una MSR mayor a 30 dB para láseres DFB operando de manera continua [2.1]. Sin embargo, es necesario un margen de ganancia más grande (mayor a 10 cm^{-1})

cuando un láser DFB es modulado directamente. Existen diseños que poseen márgenes de ganancia mayores que los de los láseres DFB convencionales, como los láseres DFB desplazados en fase (*phase-shifted DFB lasers*) y los láseres DFB acoplados en ganancia (*gain-coupled DFB lasers*). En los primeros, la rejilla posee un desplazamiento de $\lambda_B/4$ a la mitad del láser, para producir un desplazamiento de fase de $\pi/2$ [2.1]. En los segundos, tanto la ganancia óptica como el índice modal varían de manera periódica a lo largo de la cavidad resonante [2.15]–[2.17].

Figura 2.15. Estructuras láser de retroalimentación distribuida y de reflector Bragg distribuido (DFB y DBR). El área sombreada muestra la región activa y la línea ondulada indica la presencia de una rejilla de Bragg [2.1].



La fabricación de láseres semiconductores DFB requiere de tecnología avanzada de grabados holográficos y crecimientos epitaxiales múltiples [2.1]. La principal diferencia respecto de los láseres de CFP es que se graba una rejilla en las capas de revestimiento que rodean a la capa activa. Una delgada capa guía de ondas de tipo n con un índice de refracción intermedio entre el de la capa activa y el del sustrato actúa como rejilla. La variación periódica de la anchura de dicha capa guía de ondas produce la variación periódica del índice modal a lo largo de la cavidad y permite el acoplamiento de ondas que se propagan en direcciones opuestas a lo largo de la cavidad resonante por medio de la difracción de Bragg.

A pesar de la complejidad tecnológica, los láseres DFB son producidos ampliamente. Se utilizan en casi todos los sistemas ópticos de telecomunicaciones de $1.55 \mu\text{m}$ que operan a tasas de transmisión de 2.5 Gb/s o más, y son lo suficientemente confiables como para ser usados desde 1992 en todos los sistemas ópticos transoceánicos.

2.4. Láseres de gas

Este tipo de láser se caracteriza por tener como medio activo un gas atómico, iónico o molecular con el conjunto idóneo de niveles de energía. La estructura de los niveles de energía de un gas de baja densidad se aproxima a la de un átomo aislado con transiciones entre niveles individuales o quizá entre algunos grupos de niveles muy próximos entre sí [2.11], [2.12]. El medio está encerrado en un tubo cilíndrico sellado en cada extremo por un espejo, con el fin de formar una cavidad resonante óptica. El bombeo se lleva a cabo por medio de una descarga eléctrica que se hace pasar a través del gas.

2.4.1. Láseres de helio–neón

El láser de helio–neón (He–Ne) fue inventado en 1960 en los Laboratorios Bell por Javan, Bennett y Herriott; su funcionamiento fue demostrado tres meses después de la aparición del láser de rubí. Aunque fue el segundo sistema láser en funcionamiento, fue el primero de medio activo gaseoso y el primero también en producir un haz de salida continuo [2.12]. Las primeras longitudes de onda pertenecían a la región infrarroja del espectro, pero la transición al rojo a 632.8 nm fue observada en 1962 por White y Ridgen [2.11] y se ha convertido en la longitud de onda de la mayoría de los láseres rojos disponibles comercialmente.

Como se dijo anteriormente, el medio activo es una mezcla gaseosa de helio y neón, en proporción aproximada de 85 % – 15 %, encerrada en un tubo delgado de cristal de cuarzo [2.11]. Con el objetivo de crear un plasma dentro del tubo, se crea una descarga brillante mediante la aplicación de una diferencia de potencial del orden de 1 a 10 kV entre un par de electrodos insertados en los extremos del tubo (véase la [figura 2.16](#)). Una vez encendido, para mantener la descarga basta una corriente directa estable de entre 3 y 10 mA. La corriente eléctrica que fluye produce excitación de los átomos de helio a estados metaestables [2.10], debida a colisiones con los electrones energizados. Estos niveles son el 2^1S y el 2^3S , donde uno de los dos electrones del helio ha sido elevado desde el orbital atómico de más baja energía $1S$ al orbital $2S$. Por esta razón, estos niveles son denominados estados electrónicamente excitados. Los átomos excitados de helio transfieren parte de esta energía mediante colisiones atómicas a los átomos de neón, con lo que éstos son elevados a sus niveles de excitación superiores. El neón tiene un átomo más grande y complejo, con 10 electrones en una configuración $1s^22s^22p^4$ en el estado basal 1S_0 [2.11]. El neón tiene muchos estados excitados, y los involucrados con la acción láser se muestran en la [figura 2.17](#). Dos conjuntos de estados excitados del neón ocurren a niveles de energía de excitación similares a los niveles de energía de los estados excitados 2^3S y el 2^1S del helio, los cuales están poblados favorablemente gracias a la descarga presente en el tubo. En el plasma, los átomos chocan rápidamente con otros átomos, electrones y las paredes del tubo. Las colisiones entre átomos excitados de helio y átomos en estado basal de neón provocan que algunos de los átomos de neón se exciten a los estados de $2s$ y $3s$. Específicamente el nivel metaestable del helio de 20.61 eV está muy cerca del estado excitado del neón a 20.66 eV en el nivel $3s$. La transferencia de energía por colisión es un proceso resonante, donde existe conservación de la energía [2.11]. La pequeña diferencia energética es compensada por cambios en la energía cinética de los átomos. De esta manera para el neón se produce una inversión de población en los estados de los niveles $2s$ y $3s$, ya que los estados en los niveles $2p$ tienen un decaimiento rápido por emisiones espontáneas [2.10], [2.11]. Ambas transiciones pueden producir efecto láser.

La mayoría de las longitudes de onda para láser asociadas con el neón utilizan transiciones de la serie de niveles $2p$. Por ejemplo, la transición $3s_2 \rightarrow 2p_4$ produce la salida de luz roja con $\lambda = 632.8$ nm. Exceptuando la línea espectral de $3.391 \mu\text{m}$, los láseres de helio–neón son dispositivos de ganancia baja y requieren en la cavidad resonante espejos de alta reflectancia para poder presentar el efecto láser. Típicamente un extremo de la cavidad consiste en un reflector total (reflectancia mayor o igual que 99.9 %), mientras que el otro extremo es un espejo que permite que aproximadamente el 1 % de la luz escape de la cavidad resonante, para formar la salida útil del láser. Por lo tanto, el haz dentro de la cavidad es hasta 200 veces más intenso que el haz de salida del láser.

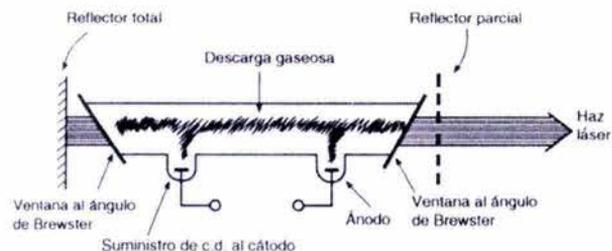


Figura 2.16. Láser de helio-neón. La fotografía muestra un ejemplo de construcción de un láser comercial de 25 mW de potencia de Spectra Physics [2.12].

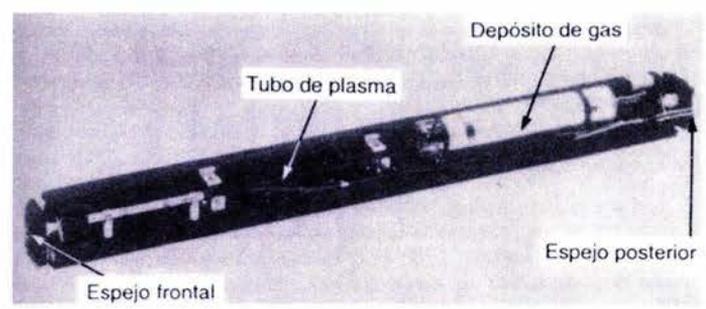
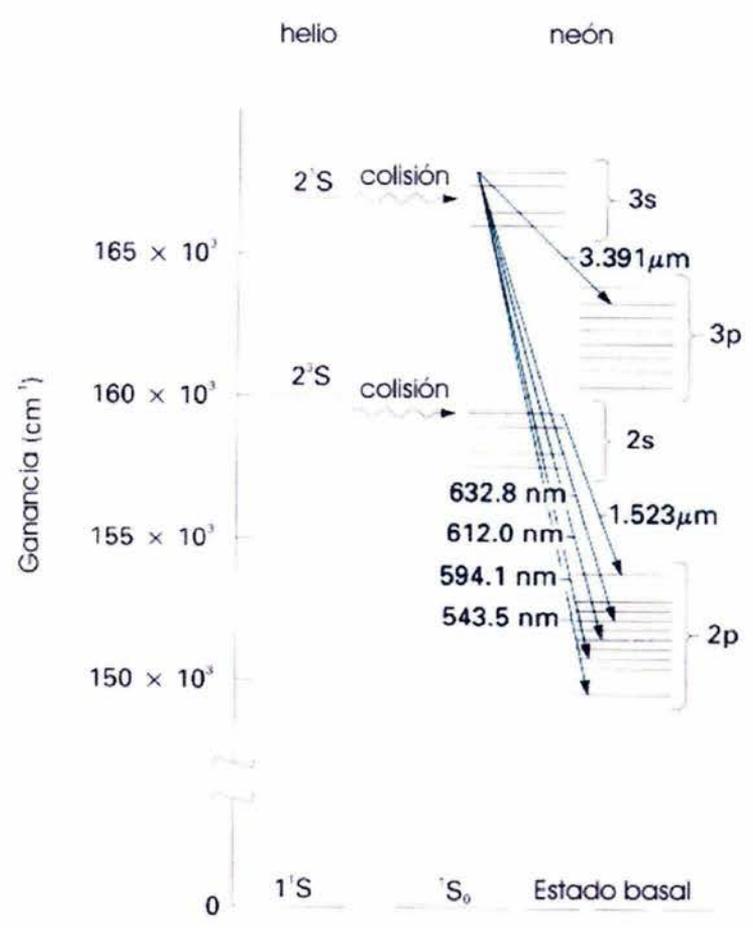


Figura 2.17. Niveles de energía y transiciones para el láser de mezcla de He-Ne [2.11].



A continuación se presenta una tabla en la que se resumen las diferentes longitudes de onda de emisión de láseres de helio-neón disponibles comercialmente [2.11].

<i>Tabla 2.1. Longitudes de onda de láseres de He-Ne</i>		
λ (nm)	Color o región espectral	Transición asociada
3390	Infrarrojo	$3s_2 \rightarrow 3p_2$
1523	Infrarrojo	$2s_2 \rightarrow 2p_1$
632.8	Rojo	$3s_2 \rightarrow 2p_4$
612	Naranja	$3s_2 \rightarrow 2p_{10}$
594.1	Amarillo	$3s_2 \rightarrow 2p_8$
543.5	Verde	$3s_2 \rightarrow 2p_6$

2.4.1.1. Efectos de cavidades resonantes en láseres de He-Ne

Existen diversas combinaciones de tipos de espejos y separaciones utilizados para conformar las cavidades resonantes de los láseres de helio-neón. La configuración más simple, que consiste en dos espejos planos paralelos (figura 2.18(a)), casi nunca es utilizada debido a que la cavidad resultante presenta altas pérdidas por difracción y es sumamente sensible a errores de alineación. Estas cavidades son denominadas resonadores planos paralelos.

Los resonadores confocales (figura 2.18(b)), utilizan dos espejos esféricos cóncavos de radios iguales, cada uno colocado en el centro de curvatura del otro. Esta cavidad utiliza una gran porción del volumen del plasma y da por resultado niveles de potencia más altos en comparación con otras configuraciones. Es mucho menos sensible a malas alineaciones pero es sensible a la separación exacta de los espejos. Esta configuración es rara vez utilizada si se busca obtener una salida TEM₀₀.

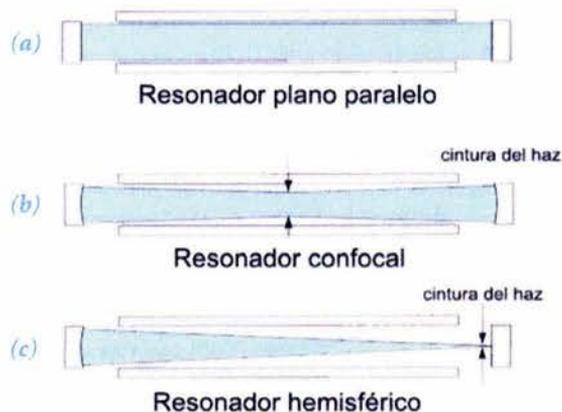


Figura 2.18. Tipos de cavidades resonantes para láseres de helio-neón [2.11]:

(a) resonador plano-paralelo; (b) resonador confocal; (c) resonador hemisférico.

El resonador estrictamente hemisférico (véase la [figura 2.18\(c\)](#)), tiene un espejo plano situado en el centro de curvatura de un espejo esférico cóncavo. El resonador se volverá cuasihemisférico si la separación de los espejos se reduce un poco, implicando que el centro de curvatura del espejo esférico se encontrará fuera de la cavidad resonante. Esta configuración es fácil de ajustar y produce una salida altamente coherente. Su desventaja radica en que utiliza una fracción menor del volumen del plasma. Sin embargo, el radio de curvatura del espejo cóncavo puede ser aumentado para maximizar la potencia, teniéndose entonces una configuración hemisimétrica de radio largo. Estas cavidades son las más utilizadas en los láseres de He-Ne comerciales debido a que ofrecen una excelente combinación de nivel de potencia, facilidad de ajuste, gran estabilidad una vez alineadas y control de modos [2.11].

Debido al rápido movimiento de los átomos en el tubo con plasma, una transición en un láser de gas no consiste en una línea de anchura infinitesimal. El efecto Doppler y efectos relacionados con la presión provocan que la curva de ganancia en función de la frecuencia se ensanche con un perfil gaussiano [2.11]. Los láseres rojos típicos de He-Ne tienen una anchura total a la mitad de su máximo (FWHM) de alrededor de 1400 MHz. Por otro lado, el espaciamiento de modos de la cavidad resonante está dado por $\Delta f = c/2L$, donde L es la longitud de la cavidad. Dicho espaciamiento de modos se superpone al perfil gaussiano de la curva de ganancia de la cavidad. La anchura de los modos es función de las pérdidas asociadas al resonador [2.2] y para este tipo de láseres es típicamente de alrededor de 1 MHz [2.11]. Debido a la superposición de la curva de ganancia y las espigas de los modos, para una cavidad muy corta ($L < 0.15$ m), solamente existirá un modo con energía suficiente para que se produzca el efecto láser, por lo que la salida tendrá solo una frecuencia.

Normalmente las cavidades de los láseres son diseñados de tal manera que sean suficientemente largos como para que existan numerosos modos longitudinales o frecuencias de resonancia, y en general se considera que los efectos de barridos de modos son despreciables [2.11]. Sin embargo, si la aplicación requiere de un solo modo en la salida, se pueden utilizar diseños de cavidades cortas, para crear láseres especiales, como los láseres de una sola línea espectral de frecuencia estabilizada [2.11].

En láseres con cavidades de simetría radial la polarización de un modo particular es arbitraria, y cambia con el tiempo si no es controlada. Sin embargo, en dispositivos de ganancia baja, como los láseres de helio-neón, la amplificación es mejorada cuando modos adyacentes están polarizados ortogonalmente, ya que en ese caso existen menos átomos excluidos del fenómeno de emisión estimulada [2.11].

2.4.1.2. Polarización en láseres de He-Ne

En un láser de He-Ne simple de simetría cilíndrica, la salida no está polarizada (o se dice que está aleatoriamente polarizada). En todo momento, cada modo de la cavidad tiene una polarización lineal diferente a la de los demás modos, y la salida del láser está constituida por una mezcla variante con el tiempo de modos de diferente polarización. En consecuencia, el haz aparenta no estar polarizado si es observado en un lapso corto.

A pesar de que la intensidad del haz es aproximadamente constante, si el experimento o aplicación en el que se utilizará el láser hace uso de dispositivos ópticos dependientes de la polarización, como divisores de haz, serán notable las fluctuaciones rápidas de amplitud. Si esto no es aceptable, es posible usar un láser de helio-neón polarizado, el cual cuenta con ventanas de Brewster en sus extremos, las cuales producen suficientes pérdidas en el plano cortante de polarización [2.2], [2.11], [2.12] como para permitir que sólo las componentes perpendiculares forman la luz polarizada de salida.

2.4.2. Láseres de iones de argón

A diferencia del láser de helio-neón, en el que el efecto láser se lleva a cabo en especies atómicas, el medio activo en el láser de argón es un plasma de iones excitados. Se crea una descarga eléctrica en un tubo estrecho que contiene argón gaseoso. Primero se ionizan los átomos de argón, y luego son excitados por colisiones múltiples con los electrones hacia sus niveles superiores de energía (véase la [figura 2.19](#)). Para ionizar los átomos de argón se requiere de aproximadamente una energía de 16 eV y otros 20 eV adicionales para excitarlos hacia sus niveles superiores, en los cuales se presenta el efecto láser [2.12]. Debido a la existencia de una banda de niveles superiores muy próximos entre sí, varias transiciones láser ocurren simultáneamente en la región azul-verde del espectro, de las cuales la más intensa se lleva a cabo a 514 y 488 nm (véase la [figura 2.20](#)). Debido a la alta energía necesaria para ionizar y excitar los átomos de argón, se requieren densidades de corriente muy altas, del orden de 1 A/mm². La desventaja de estos dispositivos es que su eficiencia cuántica total (véase la sección 2.2.1) está muy por debajo del 0.1 % [2.12].

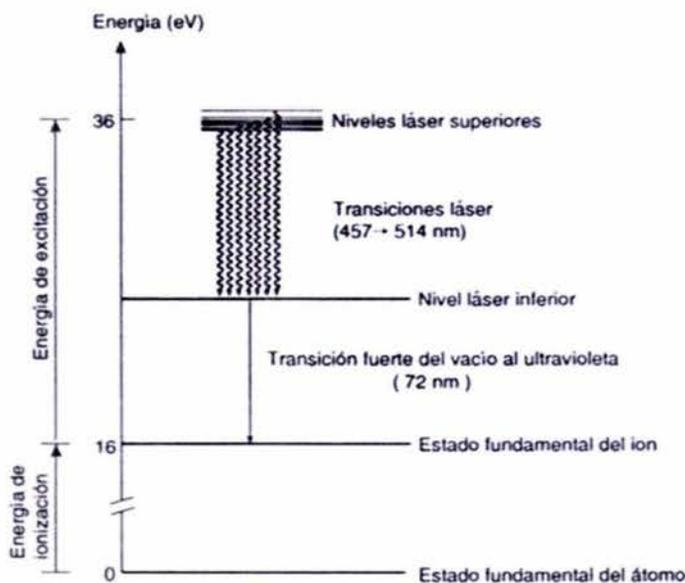


Figura 2.19. Diagrama de niveles de energía y transiciones para el láser de iones de argón [2.12].

Un campo magnético rodea un tubo láser para ayudar a constreñir la descarga dentro del tubo con gas y mantener así alta la densidad de corriente. El campo longitudinal incrementa la densidad de electrones en el plasma al restringir el movimiento de los electrones a una trayectoria helicoidal alrededor de las líneas de campo. Con esto, se evita la pérdida de electrones hacia las paredes. El tubo de descarga generalmente se fabrica con un material de baja conductividad térmica, como el óxido de berilio (BeO), grafito o una construcción de un tubo de metal-cerámica. Para mantener bajas las temperaturas de operación, ciertos

diseños de láseres de iones de argón presenta discos metálicos insertados en el tubo para actuar como intercambiadores de calor. En la [figura 2.21](#) se muestra la disposición de un láser de argón comercial típico.

Los láseres de iones de argón emiten aproximadamente una potencia de 1 a 20 W distribuida entre casi todas las longitudes de onda de la acción láser. En las longitudes de onda de mayor ganancia (como la de $\lambda = 514 \text{ nm}$) es posible obtener hasta 5 ó 6 W [2.12]. Los láseres de iones de argón suelen ser utilizados a una sola longitud de onda, en lugar de permitir que la salida contenga todas sus líneas espectrales, a través de la inserción en la cavidad resonante de dispositivos ópticos espectralmente selectivos, tales como prismas o interferómetros.

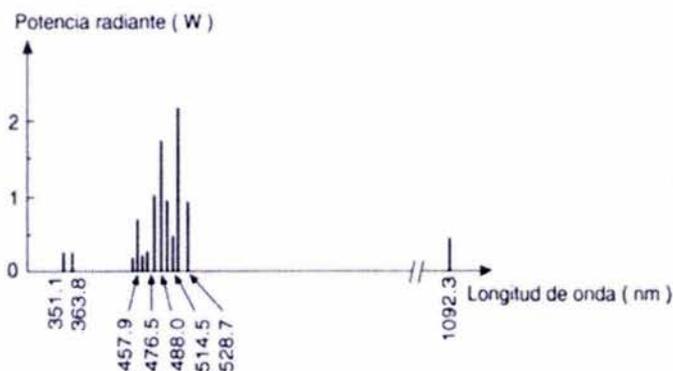


Figura 2.20. Espectro de salida de un láser de iones de argón (9 W de potencia radiante total) [2.12].

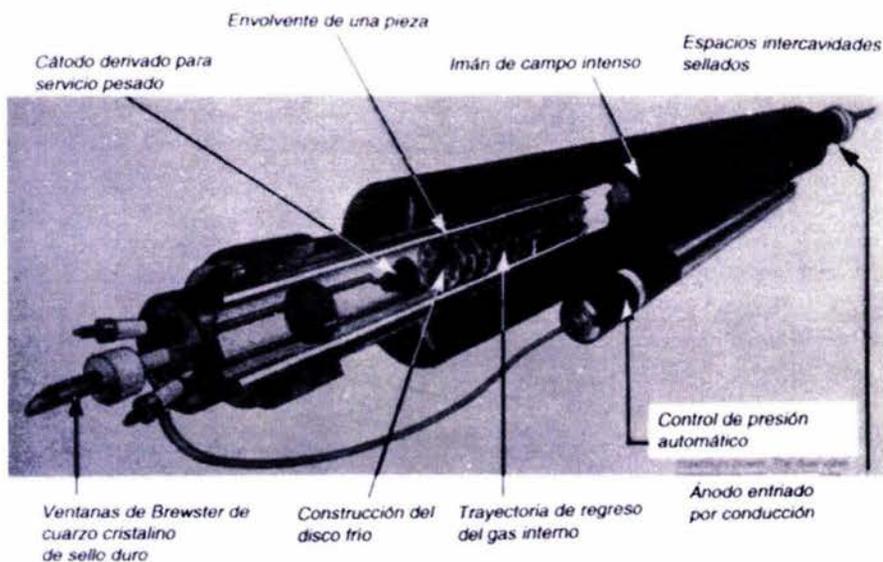


Figura 2.21. Esquema de un láser de iones de argón (serie coherente "Innova" de Coherent Ltd.) [2.12].

2.5. Conclusiones

Todos los láseres emiten luz a través del proceso de emisión estimulada, donde el fotón emitido posee las mismas características de fase, frecuencia y dirección de propagación que el fotón que desencadenó la emisión y por ello son capaces de emitir luz coherente. La coherencia y la estrechez espectral de la luz emitida por fuentes de radiación láser permiten la formación de patrones de interferencia estables respecto del tiempo y por ende es posible su uso en aplicaciones de anemometría láser Doppler, interferometría, holografía y comunicaciones ópticas.

Los LEDs, en cambio, generan luz a través del proceso incoherente de emisión espontánea y poseen una mucho mayor anchura espectral que los láseres, así como una dispersión angular relativamente alta y una menor densidad de potencia. Lo anterior impide su uso en la presente aplicación.

En el caso de aplicaciones de instrumentación, las fuentes láser de gas poseen la ventaja de ofrecer puntos simétricos (circulares), a diferencia de los láseres semiconductores, que por su geometría producen puntos de luz elípticos y astigmáticos. En la presente aplicación es más conveniente trabajar con láseres de gas con polarización lineal y que radien en el espectro visible. Es por todo lo anterior que se eligió un láser rojo de helio-neón linealmente polarizado como la fuente óptica del prototipo experimental del anemómetro láser Doppler diseñado y construido durante el presente trabajo.

2.6. Bibliografía del Capítulo 2

- [2.1] Agrawal G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd edition, Wiley-Interscience, USA (2002).
- [2.2] Saleh B. E. A. and Teich M. C. *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, USA (1991).
- [2.3] Chuang S. L. *Physics of Optoelectronic Devices*, Wiley-Interscience, USA (1995).
- [2.4] Agrawal G. P. and Dutta N. K. *Semiconductor Lasers*, 2nd edition, Van Nostrand Reinhold, USA (1993).
- [2.5] Mynbaev D. K. and Scheiner L. *Fiber-Optic Communications Technology*, Prentice Hall, USA (2001).
- [2.6] Goodfellow R.C., Carter A.C. et al. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, **26**, p. 1215 (1979).
- [2.7] Wada O., Yamakoshi S. et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **17**, p. 174 (1981).
- [2.8] Marcuse D. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **13**, p. 819 (1977).
- [2.9] Botez D. and Ettenburg M. *IEEE Transactions on Electronic Devices*, **26**, p. 1230 (1979).
- [2.10] Resnick R., Halliday D. y Krane, K. S. *Física. (Volumen 2)*. Cuarta edición, Editorial CECSA, México (1999).
- [2.11] *Melles Griot Handbook and Catalogue*. Melles Griot, USA (1995).
- [2.12] Watson J. *Optoelectrónica*. Noriega-Limusa, México (1993).
- [2.13] Pozar D. M. *Microwave Engineering*, 2nd edition, Wiley-Interscience, USA (1998).
- [2.14] Othonos A. and Kalli K. *Fiber Bragg Gratings. Fundamentals and Applications in Telecommunications and Sensing*. Artech House Inc., USA (1999).

- [2.15] Li G. P., Makino R. et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **29**, p. 1736 (1993).
- [2.16] Lu H., Blaauw, B. et al. *IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics*, **1**, p. 375 (1995).
- [2.17] Hong H., Blaauw, R. et al. *IEEE Journal of Selected Topics on Quantum Electronics*, **5**, p. 441 (1999).
- [2.18] Larson M. C. and Harris J. S. *IEEE Photonics Technology Letters*, **7**, p. 1267 (1995).
- [2.19] Fritz I. J., Klem J. F. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **7**, p. 1270 (1995).
- [2.20] Bienstman P. and Baets R. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **36**, p. 669 (2000).

RECEPTORES ÓPTICOS

COMO SE MENCIONÓ EN LA INTRODUCCIÓN, un receptor óptico convierte la señal óptica proveniente de la fibra óptica en la señal eléctrica y recupera los datos transmitidos. Su elemento de entrada es el fotodetector, que convierte la luz en corriente eléctrica por medio del efecto fotoeléctrico. Los receptores ópticos, en general, deben tener alta sensibilidad, respuesta rápida, bajos niveles de ruido, bajo costo y una alta confiabilidad. En el caso de sistemas de fibra óptica, el área fotosensible del fotodetector debe ser comparable con el del núcleo de una fibra. Los requisitos antes mencionados son satisfechos de una mejor manera por detectores fabricados con base en materiales semiconductores.

3.1. Conceptos básicos

El proceso fundamental detrás de la fotodetección es la absorción óptica. A continuación se tratarán conceptos básicos tales como la responsividad, la eficiencia cuántica y el ancho de banda, que son parámetros comunes de todos los tipos de fotodetectores.

3.1.1. Responsividad de un detector

Considérese una estructura de material semiconductor como la mostrada en la [figura 3.1](#). Si la energía hf de los fotones incidentes excede la energía de la banda prohibida del material, se generará un par electrón-hueco cada vez que un fotón sea absorbido por el semiconductor. Bajo la influencia de un campo eléctrico

establecido en el material a causa de la aplicación de una diferencia de potencial en él, los electrones y huecos pueden ser barridos a través del semiconductor, dando por resultado una corriente eléctrica denominada fotocorriente [3.1]. Dicha fotocorriente I_f es directamente proporcional a la potencia óptica incidente P_{in} :

$$I_p = RP_{in}, \quad (3.1.1)$$

donde R es la responsividad del fotodetector, en unidades de A/W.

La responsividad puede expresarse en términos de la eficiencia cuántica, η , definida como el cociente de la tasa de generación de electrones y la tasa de incidencia de fotones y tiene unidades de “número de electrones / número de fotones”:

$$\eta = \frac{I_p/q}{P_{in}/hf} = \frac{hf}{q} R \quad (3.1.2)$$

Por lo tanto:

$$R = \frac{\eta q}{hf} \approx \frac{\eta \lambda}{1.24}, \quad (3.1.3)$$

donde $\lambda \equiv c/f$ está expresada en micrómetros. La responsividad de un fotodetector incrementa con λ simplemente porque existe un mayor número de fotones incidentes para la misma potencia óptica. Esta dependencia lineal no se cumple siempre, ya que al continuar el aumento de la longitud de onda, se llega a un valor para el cual la energía de los fotones es demasiado pequeña como para generar pares electrón-hueco. En los materiales semiconductores esto ocurre cuando $hf < E_g$, donde E_g es la energía de la banda prohibida. En ese caso, η es nula.

La dependencia de η respecto de λ puede expresarse a través del coeficiente de absorción α . Si las facetas de la tableta de semiconductor de la [figura 3.1](#) poseyeran un recubrimiento antirreflejante, la potencia transmitida a través de la tableta de grosor G sería $P_{tr} = \exp(-\alpha G)P_{in}$. La potencia absorbida sería entonces:

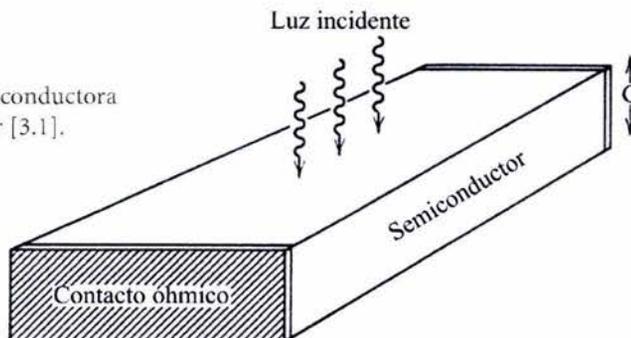
$$P_{abs} = P_{in} - P_{tr} = [1 - \exp(-\alpha G)]P_{in} \quad (3.1.4)$$

Como se supone que cada fotón absorbido crea un par electrón-hueco, la eficiencia cuántica está entonces dada por:

$$\eta = \frac{P_{abs}}{P_{in}} = 1 - \exp(-\alpha G) \quad (3.1.5)$$

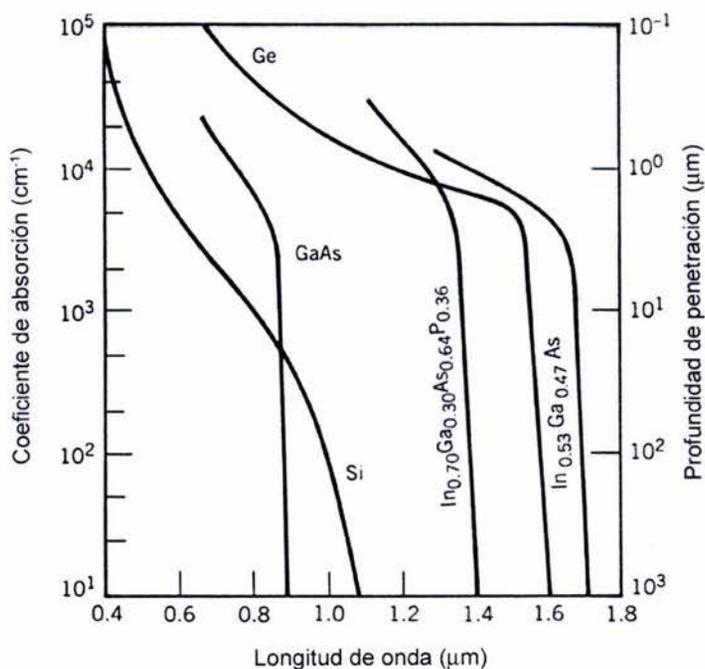
Como era de esperarse, η se anula cuando $\alpha = 0$ y tiende a 1 si $\alpha G \gg 1$.

Figura 3.1. Estructura semiconductor utilizada como fotodetector [3.1].



La figura 3.2 muestra la dependencia de α respecto de λ para diversos materiales semiconductores comúnmente utilizados en fotodetectores. La longitud de onda λ_c a la cual α vale cero es llamada longitud de onda de corte, y el material puede ser utilizado para fotodetección sólo si $\lambda < \lambda_c$. Como puede verse en la figura 3.2, los semiconductores de banda prohibida indirecta tales como el silicio o el germanio pueden usarse para fabricar fotodetectores aun cuando el límite de absorción (*absorption edge*) no está tan bien definido como el de los semiconductores de banda prohibida directa. Es posible alcanzar grandes valores de α (alrededor de 10^4 cm^{-1}) para la mayoría de los semiconductores, y η puede tender a la unidad para valores de G alrededor de $10 \mu\text{m}$ [3.1].

Figura 3.2. Dependencia del coeficiente de absorción respecto de la longitud de onda para diversos materiales semiconductores [3.1].



3.1.2. Tiempo de subida y ancho de banda

El ancho de banda de un fotodetector está determinado por la velocidad con la cual éste responde a las variaciones de la potencia óptica incidente. El tiempo de subida se define como el lapso que la corriente tarda para pasar del 10 al 90 % de su valor final cuando la potencia óptica incidente cambia abruptamente en forma de escalón. Evidentemente, T_r dependerá del tiempo que le tome a los electrones y los huecos viajar a los contactos eléctricos. También depende del tiempo de respuesta del circuito eléctrico utilizado para procesar la fotocorriente.

Como se mencionó anteriormente, el tiempo de subida T_r de un circuito eléctrico lineal se define como el tiempo durante el cual la respuesta aumenta del 10 al 90% de su valor final de salida, cuando la entrada es una señal de tipo escalón. Cuando el voltaje de entrada de un circuito RC cambia instantáneamente de 0 a V_0 , el voltaje de salida es de la forma:

$$V_{out}(t) = V_0 \left[1 - \exp\left(\frac{-t}{RC}\right) \right], \quad (3.1.6)$$

donde R es la resistencia y C es la capacitancia del circuito RC. El tiempo de subida está dado por:

$$T_r = \ln(9)RC \approx 2.2\tau_{RC}, \quad (3.1.7)$$

donde $\tau_{RC} = RC$ es la constante de tiempo del circuito RC.

El tiempo de subida de un fotodetector puede ser expresado de una manera similar a la ecuación (3.1.7):

$$T_r = [\ln(9)] \cdot [\tau_{tr} + \tau_{RC}], \quad (3.1.8)$$

donde τ_{tr} es el tiempo de tránsito o tiempo de propagación y τ_{RC} es la constante de tiempo del circuito equivalente RC. El tiempo de tránsito se suma a τ_{RC} porque debe pasar un cierto tiempo para que los portadores se acumulen después de haberse generado por medio de la absorción de fotones. El tiempo máximo de acumulación es igual al tiempo que le toma a un electrón atravesar la región de absorción. Evidentemente, τ_{RC} puede reducirse al disminuir el espesor G de la tableta. Sin embargo, como puede concluirse a partir de la ecuación (3.1.5), la eficiencia cuántica η comienza a disminuir significativamente para $\alpha G < 3$. Por lo tanto, existe un canje inevitable entre el ancho de banda y la responsividad (velocidad contra sensibilidad) de un fotodetector. A menudo la constante de tiempo τ_{RC} limita debido a elementos eléctricos parásitos. Los valores numéricos de τ_{tr} y τ_{RC} dependen del diseño del detector y pueden variar en un amplio rango.

El ancho de banda de un fotodetector se define de manera análoga a la de un circuito RC y está dada por:

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi(\tau_{tr} + \tau_{RC})} \quad (3.1.9)$$

Por ejemplo, cuando $\tau_{tr} = \tau_{RC} = 100$ ps, el ancho de banda del fotodetector es menor a 1 GHz. Para poder tener sistemas ópticos de comunicaciones digitales que trabajen a tasas de transmisión iguales o mayores a 10 Gb/s, es necesario que tanto τ_{tr} como τ_{RC} tengan un valor menor a 10 ps [3.1].

Otro parámetro tan importante en un fotodetector como lo son su responsividad y su ancho de banda es la corriente de oscuridad I_d , la cual es generada en el fotodetector en ausencia de señal óptica alguna, y se origina debido a luz extraviada o a pares electrón-hueco generados térmicamente. Para que un fotodetector pueda considerarse bueno, su corriente de oscuridad debe ser despreciable ($I_d < 10$ nA) [3.1].

3.2. Fotodetectores comunes

La estructura de material semiconductor de la [figura 3.1](#) es útil para ilustrar los conceptos básicos, pero un dispositivo tan simple no es utilizado de manera práctica. Esta sección se refiere a uniones $p-n$ polarizadas inversamente que se usan para crear receptores ópticos. También se tratarán brevemente fotodetectores de metal-semiconductor-metal (MSM).

3.2.1. Fotodiodos $p-n$

Una unión $p-n$ inversamente polarizada consiste en una región conocida como región de agotamiento o región de empobrecimiento, que está desprovista de portadores de carga libres y dentro de la cual se establece un fuerte campo eléctrico que se opone al flujo de electrones del lado n al lado p (y al flujo de huecos del lado p al lado n). Cuando dicha unión $p-n$ es iluminada con luz en un lado, por ejemplo, el lado p , (véase la [figura 3.3](#)) se crean pares electrón-hueco por medio de la absorción óptica. Debido al fuerte campo eléctrico existente, los electrones y los huecos generados dentro de la región de agotamiento se aceleran en direcciones opuestas y son arrastrados hacia los lados n y p , respectivamente [3.10]. El flujo resultante de corriente es proporcional a la potencia óptica incidente. De esta manera, una unión $p-n$ polarizada inversamente actúa como un fotodetector y se le denomina fotodiodo $p-n$.

La [figura 3.3\(a\)](#) muestra la estructura de un fotodiodo $p-n$. Como puede observarse en la [figura 3.3\(b\)](#), la potencia óptica decrece exponencialmente al ser absorbida la luz incidente en la región de agotamiento. Los pares electrón-hueco generados en la región de agotamiento sufren el efecto del fuerte campo eléctrico existente en ella y son arrastrados (fenómeno llamado *drift* en inglés) rápidamente hacia el lado p o el lado n , dependiendo de su carga eléctrica ([figura 3.3\(c\)](#)) [3.1], [3.10]. El flujo de corriente eléctrica resultante

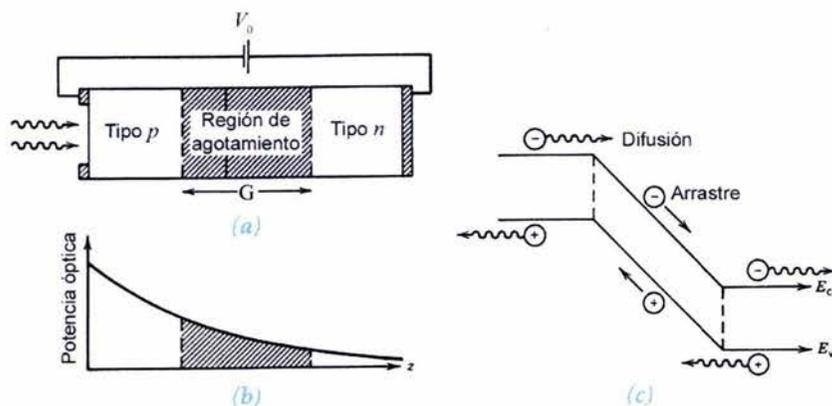


Figura 3.3. (a) Fotodiodo $p-n$ inversamente polarizado. (b) Variación de la potencia óptica dentro del fotodiodo. (c) Diagrama de bandas de energía mostrando el movimiento de cargas por arrastre (*drift*) y difusión [3.1].

constituye la respuesta del fotodiodo a la potencia óptica incidente de acuerdo con la ecuación (3.1.1). La responsividad de un fotodiodo es bastante alta ($R \sim 1 \text{ A/W}$) debido a la alta eficiencia cuántica.

El ancho de banda de un fotodiodo $p-n$ está generalmente limitado por el tiempo de tránsito τ_{tr} en la ecuación (3.1.9). Si G es la anchura de la región de agotamiento y v_d es la velocidad de desplazamiento, el tiempo de tránsito está dado por:

$$\tau_{tr} = G/v_d \quad (3.2.1)$$

Típicamente $G \sim 10 \text{ } \mu\text{m}$, $v_d \sim 10^5 \text{ m/s}$, y $\tau_{tr} \sim 100 \text{ ps}$. Tanto G como v_d pueden optimizarse para minimizar τ_{tr} . La anchura de la región de agotamiento depende de las concentraciones de átomos aceptores y donadores y puede controlarse a través de ellas. La velocidad v_d depende de la diferencia de potencial aplicada, pero alcanza un valor máximo (del orden de 10^5 m/s) denominado velocidad de saturación, que depende del material del que esté hecho el fotodiodo. La constante de tiempo τ_{RC} puede ser escrita de la siguiente manera:

$$\tau_{RC} = (R_L + R_s)C_p \quad (3.2.2)$$

donde R_L es la resistencia de carga externa, R_s es la resistencia interna en serie y C_p es la capacitancia parásita. Típicamente $\tau_{RC} = 100 \text{ ps}$, aunque puede alcanzar menores valores con un diseño adecuado. Los fotodiodos modernos son capaces de operar a tasas de transmisión de hasta 40 Gb/s [3.1].

El factor limitante del ancho de banda de un fotodiodo $p-n$ es la presencia de una componente de difusión (*diffusion* en inglés) en la fotocorriente. El origen físico de dicha componente está relacionado con la absorción de luz incidente fuera de la región de agotamiento. Los electrones generados en la región p tienen que difundirse hacia la frontera con la región de agotamiento antes de poder ser arrastrados hasta el lado n ; de manera similar, los huecos generados en la región n deben difundirse hacia la frontera con la región de agotamiento. La difusión es un proceso lento: los portadores tardan 1 ns o más para difundirse a través de una distancia de alrededor de $1 \text{ } \mu\text{m}$ [3.1]. La [figura 3.4](#) muestra cómo la presencia de una componente de difusión en la fotocorriente puede distorsionar la respuesta temporal de un fotodiodo. El efecto de la

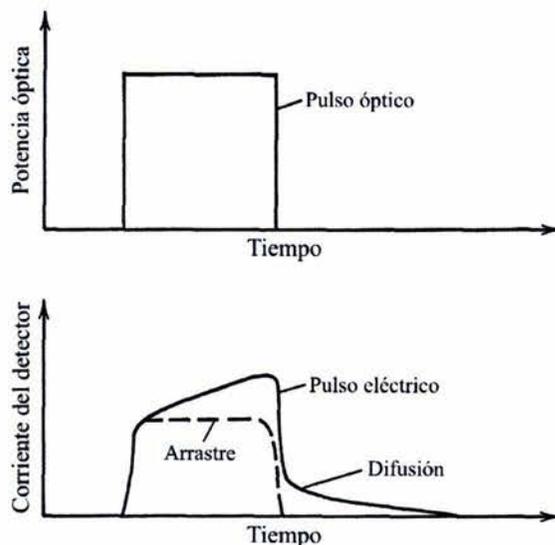


Figura 3.4. Respuesta de un diodo $p-n$ a un pulso óptico rectangular cuando tanto la corriente de arrastre como la de difusión contribuyen a la corriente del detector [3.1].

difusión puede ser reducido disminuyendo las anchuras de las regiones n y p e incrementando la anchura de la región de agotamiento de tal manera que la mayor parte de la potencia óptica sea absorbida dentro de ella, tal como se busca con los fotodiodos $p-i-n$, que se describen a continuación.

3.2.2. Fotodiodos $p-i-n$

Para incrementar la anchura de la región de agotamiento puede insertarse un estrato de semiconductor puro (o ligeramente impurificado) entre las capas p y n . Como la capa intermedia está hecha con un material casi intrínseco, esta estructura se conoce como fotodiodo $p-i-n$. La [figura 3.5\(a\)](#) muestra tanto la estructura del dispositivo como la distribución de campo eléctrico dentro de él al encontrarse bajo polarización inversa. La capa intermedia, por ser intrínseca, presenta una mayor resistencia, y la mayor parte de la caída de voltaje ocurre a través de ella, existiendo por lo tanto un campo eléctrico intenso en dicha capa i . La región de agotamiento se extiende a lo largo de la región i , y su anchura G puede ser controlada cambiando el grosor de la capa intermedia. La diferencia principal respecto del fotodiodo $p-n$ es que la componente de arrastre (*drift*) de la fotocorriente domina sobre la componente de difusión debido a que la mayor parte de la potencia óptica es absorbida en la región i de un fotodiodo $p-i-n$.

El valor óptimo de G depende del canje inevitable entre la velocidad y la sensibilidad. La responsividad puede incrementarse al aumentar G , de tal manera que η se aproxime a 100 % (véase la ecuación (3.1.5)). Sin embargo, la respuesta temporal también crece, pues a los portadores les toma más tiempo ser arrastrados por la región de agotamiento. Para semiconductores de banda prohibida indirecta como el Si y el Ge, G debe ser de entre 20 y 50 μm para garantizar una buena eficiencia cuántica. El ancho de banda de esos fotodiodos está entonces limitado por un tiempo de tránsito relativamente grande ($\tau_{tr} > 200$ ps). En cambio, G puede ser de entre 3 y 5 μm para fotodiodos hechos con semiconductores de banda directa como el InGaAs. El tiempo de tránsito para estos fotodiodos es $\tau_{tr} \sim 10$ ps, el cual corresponde a un ancho de banda $\Delta f \sim 10$ GHz si se utiliza la ecuación (3.1.9) y se considera que $\tau_{tr} \gg \tau_{RC}$.

El desempeño de los fotodiodos $p-i-n$ puede ser mejorado si se utilizan diseños de heteroestructuras dobles. De manera similar al caso de los láseres semiconductores (véase la [Sección 2.3](#)), la región i está rodeada por capas de revestimiento de tipo p y n de un material semiconductor diferente cuya banda prohibida se escoge de tal manera que la luz sea absorbida solamente en la capa intermedia i . Un fotodiodo usado comúnmente en comunicaciones ópticas utiliza InGaAs para la capa media e InP para las capas p y n circundantes [3.1]. La [figura 3.5\(b\)](#) muestra este fotodiodo $p-i-n$ de InGaAs. Debido a que la banda prohibida del InP es de 1.35 eV, este material es transparente para ondas luminosas cuyas longitudes de onda exceden 0.92 μm . En contraste, la banda prohibida del material semiconductor con constante

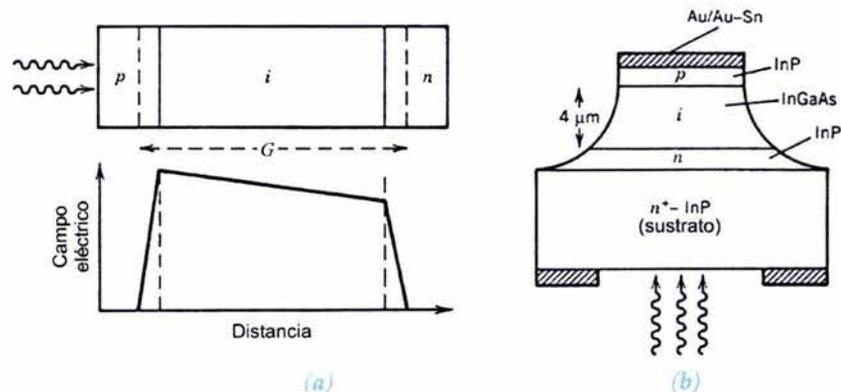


Figura 3.5. (a) Fotodiodo $p-i-n$ y su distribución de campo eléctrico bajo polarización inversa.

(b) Diagrama del diseño de un fotodiodo $p-i-n$ de InGaAs [3.1].

de red acoplada $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$ es de alrededor de 0.75 eV (véase la Sección 2.1.4), teniendo entonces una longitud de onda de corte de 1.65 μm . La capa media de InGaAs presenta una fuerte absorción de luz en el rango de 1.3 a 1.6 μm . La componente de difusión de la fotocorriente es completamente eliminada ya que los fotones son absorbidos exclusivamente dentro de la región de agotamiento. La faceta frontal está generalmente recubierta con un dieléctrico adecuado para minimizar las reflexiones. La eficiencia cuántica η puede hacerse de casi 100 % mediante el uso de una capa de InGaAs de entre 4 y 5 μm de espesor. Estos dispositivos son usados ampliamente de manera práctica en sistemas ópticos de comunicaciones. La Tabla 3.1 enlista las características de operación de tres fotodiodos $p-i-n$ comunes.

Tabla 3.1. Características de fotodiodos $p-i-n$ comunes

Parámetro	Símbolo	Unidad	Material del fotodiodo $p-i-n$		
			Si	Ge	InGaAs
Longitud de onda	λ	μm	0.4–1.1	0.8–1.8	1.0–1.7
Responsividad	R	A/W	0.4–0.6	0.5–0.7	0.6–0.9
Eficiencia cuántica	η	%	75–90	50–55	60–70
Corriente de oscuridad	I_d	nA	1–10	50–500	1–20
Tiempo de subida	T_r	ns	0.5–1	0.1–0.5	0.02–0.5
Ancho de banda	Δf	GHz	0.3–0.6	0.5–3	1–10
Diferencia de potencial de polarización	V_b	V	50–100	6–10	5–6

Durante la década de 1990 se realizaron considerables esfuerzos por desarrollar fotodiodos $p-i-n$ de alta velocidad capaces de operar a tasas de transmisión de más de 10 Gb/s [3.6]–[3.13]. En 1986 fue posible alcanzar anchos de banda de hasta 70 GHz mediante el uso de capas de absorción delgadas ($< 1 \mu\text{m}$) y la reducción de la capacitancia parásita C_p con la reducción de tamaño, pero sacrificando la eficiencia cuántica y la responsividad [3.13]. En 1995 los fotodiodos $p-i-n$ presentaron un ancho de banda de 110 GHz para dispositivos diseñados para reducir τ_{RC} a cerca de 1 ps [3.9].

Se han desarrollado diversas técnicas para mejorar el desempeño de los fotodiodos de alta velocidad. En una de ellas, se forma una CFP alrededor de la estructura $p-i-n$ para mejorar la eficiencia cuántica [3.6]–[3.8], [3.26], dando por resultado una estructura parecida a un láser. Como se trató en la sección 2.3.2, una CFP posee un conjunto de modos longitudinales para los cuales las ondas luminosas son reforzadas por interferencia constructiva. Por ello, cuando la longitud de onda de la luz incidente es cercana a uno de los modos longitudinales, el fotodiodo exhibe una alta sensibilidad. La sensibilidad a la longitud de onda puede incluso ser aprovechada en aplicaciones tales como la multicanalización por división en longitud de onda (Wavelength-Division Multiplexing WDM). En 1994 la inserción de una capa de absorción de InGaAs de 90 nm de espesor en una microcavidad compuesta por un espejo de Bragg de GaAs/AlAs y un espejo dieléctrico de Si/SiO₂ dio por resultado un dispositivo que presentó una eficiencia cuántica externa de 94 % y un ancho de banda de 14 nm [3.7]. Utilizando una guía de ondas metálica con puente de aire junto con una estructura de corte de meseta (*air-bridged metal waveguide together with an undercut mesa structure*) fue posible obtener un ancho de banda de 120 GHz [3.8].

Otra técnica para crear fotodiodos de alta velocidad utiliza una guía de ondas óptica con la cual la señal óptica se acopla por su extremo [3.10]–[3.12]. Esta estructura se parece a un láser semiconductor sin bombear, pero las diversas capas epitaxiales se optimizan de diferente manera. A diferencia de lo que se hace para un láser semiconductor, la guía de ondas puede hacerse ancha para soportar diversos modos transversales, mejorando así la eficiencia de acoplamiento [3.10]. Como la absorción se lleva a cabo a lo largo de la guía de ondas óptica (alrededor de $10\ \mu\text{m}$), la eficiencia cuántica puede ser de casi 100 % incluso para una capa de absorción ultradelgada. El ancho de banda para este tipo de fotodiodos de guía de ondas está limitado por τ_{RC} en la ecuación (3.1.9), constante de tiempo que puede ser reducida controlando el área de la sección transversal de la guía de ondas. En 1992 se logró un ancho de banda de 50 GHz para un fotodiodo de guía de ondas [3.10].

El ancho de banda de los fotodiodos de guía de ondas puede ser aumentado a 110 GHz utilizando una estructura de guía de onda de meseta–hongo (*mushroom-mesa-waveguide structure*) [3.11]. Este dispositivo se muestra en la figura 3.6(a). En la estructura de la figura, la anchura de la capa absorbente tipo *i* se ha reducido a $1.5\ \mu\text{m}$ mientras que las capas de revestimiento de tipo *p* y tipo *n* que la rodean tienen $6\ \mu\text{m}$ de ancho. De esta manera, tanto la capacitancia parásita como la resistencia interna en serie son minimizadas, reduciendo la constante de tiempo τ_{RC} a alrededor de 1 ps. La respuesta en frecuencia de este dispositivo a una longitud de onda de $1.55\ \mu\text{m}$ se muestra en la figura 3.6(b). Se midió utilizando un analizador de espectros (círculos) así como obteniendo la transformada de Fourier de la respuesta a un pulso corto (línea continua). Es claro entonces que los fotodiodos *p-i-n* de guía de ondas pueden proporcionar tanto una alta responsividad como un gran ancho de banda. Los fotodiodos de guía de ondas han sido utilizados en receptores ópticos que operan a tasas de transmisión de 40 Gb/s, y tienen el potencial para trabajar a tasas de transmisión tan altas como 100 Gb/s [3.12].

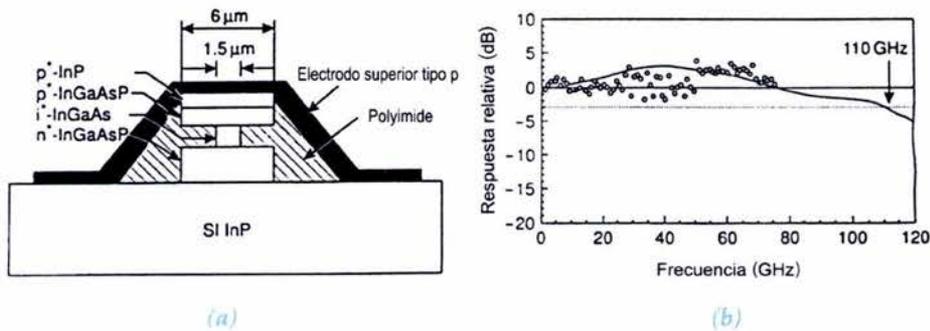


Figura 3.6. (a) Esquema de la sección transversal de un fotodiodo con estructura de guía de onda de meseta–hongo; (b) Respuesta en frecuencia del dispositivo [3.11].

El desempeño de los fotodiodos de guía de ondas puede ser mejorado aún más adoptando una estructura de electrodo diseñada para soportar ondas eléctricas viajeras con acoplamiento de impedancias para evitar reflexiones. Dichos fotodiodos reciben el nombre de fotodetectores de onda viajera. En 1995 un dispositivo de este tipo hecho de GaAs con una guía de ondas de una anchura de $1\ \mu\text{m}$ presentó un ancho de banda de 172 GHz con una eficiencia cuántica de 45 % [3.14]. En 2000, un fotodetector de este tipo hecho de InP/InGaAs mostró un ancho de banda de 310 GHz en la región espectral de $\lambda = 1.55\ \mu\text{m}$ [3.15].

3.2.3. Fotodiodos de avalancha

Todos los detectores requieren una cierta corriente mínima para operar correctamente, lo cual implica una potencia óptica incidente mínima necesaria $P_{in} = I_p / R$. Los detectores con alta responsividad R son preferibles, ya que necesitarán una menor potencia óptica para trabajar. La responsividad de un fotodiodo $p-i-n$ está limitada por la ecuación (3.1.3) y presenta su máximo valor $R = q / hf$ cuando $\eta = 1$. Los fotodiodos de avalancha (*avalanche photodiodes*, APD) pueden tener valores mucho mayores de R , ya que están diseñados para proveer una ganancia interna de corriente de una manera similar a los tubos fotomultiplicadores y son utilizados cuando el nivel de potencia del que se dispone para el receptor es limitado.

El fenómeno físico detrás de la ganancia interna de corriente es conocido como la ionización por impacto [3.1]. Bajo ciertas condiciones, un electrón que es acelerado puede adquirir suficiente energía como para generar un nuevo par hueco-electrón. El electrón acelerado da una parte de su energía cinética a otro electrón en la banda de valencia (véase la [figura 2.2](#)) que se eleva a la banda de conducción, dejando un hueco en la de valencia. El resultado de la ionización por impacto es que un electrón primario, generado por la absorción de un fotón, da origen a muchos electrones y huecos secundarios, contribuyendo todos a la corriente del fotodiodo. Un hueco primario puede también generar pares electrón-hueco secundarios que contribuyan a la fotocorriente. La tasa de generación está gobernada por dos parámetros, α_e y α_h , llamados coeficientes de ionización por impacto de los electrones y de los huecos, respectivamente. Sus valores numéricos dependen del material semiconductor y del campo eléctrico que acelera a los electrones y a los huecos. La [figura 3.7](#) muestra valores de α_e y α_h para diversos materiales semiconductores [3.1]. Es posible obtener valores alrededor de $1 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ para estos coeficientes para amplitudes de campo eléctrico en el rango de 2 a $4 \times 10^5 \text{ V/cm}$. Intensidades de campo eléctrico tan altas pueden alcanzarse aplicando grandes diferencias de potencial (de alrededor de 100 V) al APD.

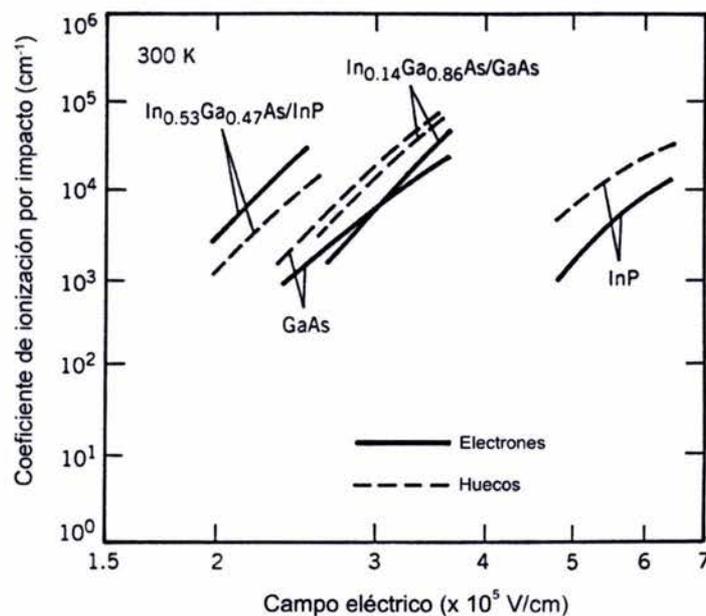


Figura 3.7. Coeficientes de ionización por impacto de diversos semiconductores como función del campo eléctrico para electrones (línea sólida) y huecos (línea punteada) [3.1].

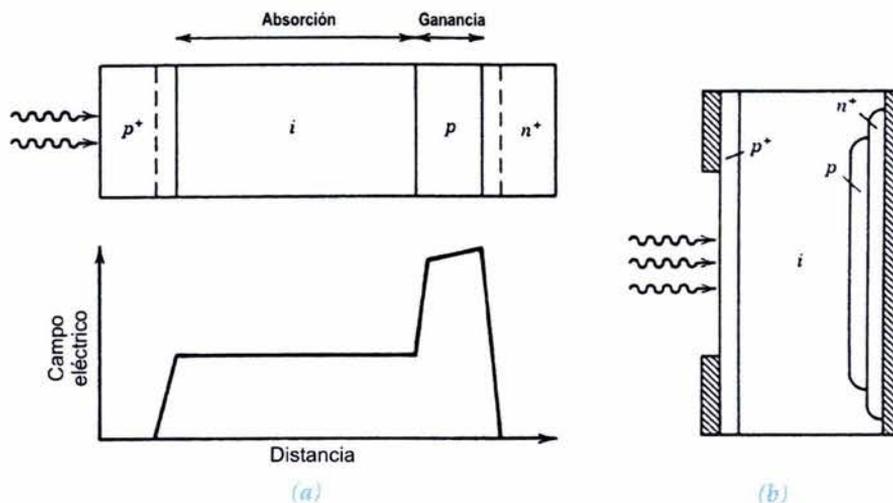


Figura 3.8. (a) APD y distribución del campo eléctrico en diversas capas bajo polarización inversa. (b) Diagrama del diseño de un fotodiodo de avalancha de penetración de silicio [3.1].

Los APDs difieren estructuralmente de los fotodiodos p - i - n en el hecho de que poseen una capa adicional en la cual los pares hueco-electrón se generan a través del fenómeno de ionización por impacto. La figura 3.8(a) muestra la estructura de un APD y la variación de la amplitud del campo eléctrico en diversas capas. Bajo polarización inversa existe un fuerte campo eléctrico en la capa tipo p insertada entre las capas tipo i y tipo n^+ . Esta capa es conocida como la capa o región de multiplicación, ya que en ella se generan los pares secundarios a través de la ionización por impacto. La capa i sigue comportándose como la región de agotamiento, donde es absorbida la mayoría de los fotones incidentes y son generados los pares electrón-hueco primarios. Los electrones generados en la región i atraviesan la región de ganancia y generan pares electrón-hueco secundarios responsables de la ganancia de corriente.

La ganancia de corriente de un APD puede calcularse utilizando un sistema de dos ecuaciones diferenciales que describen el flujo de corriente en la región de multiplicación [3.1]:

$$\frac{di_e}{dx} = \alpha_e i_e + \alpha_h i_h, \quad (3.2.3)$$

$$-\frac{di_h}{dx} = \alpha_e i_e + \alpha_h i_h, \quad (3.2.4)$$

donde i_e es la corriente de electrones e i_h es la corriente de huecos. El signo negativo de la ecuación (3.2.4) se debe a la dirección opuesta de la corriente de huecos. La corriente total,

$$I = i_e(x) + i_h(x), \quad (3.2.5)$$

se mantiene constante en todos los puntos dentro de la región de multiplicación.

Si se reemplaza i_h en la ecuación (3.2.3) por $I - i_e$, se obtiene:

$$\frac{di_e}{dx} = (\alpha_e - \alpha_h)i_e + \alpha_h I \quad (3.2.6)$$

En general, α_e y α_h dependen de x si el campo eléctrico no es uniforme a lo largo de la región de ganancia. Si se asume un campo eléctrico uniforme el análisis se simplifica, pues ambos coeficientes se consideran constantes. Asimismo, se asume que $\alpha_e > \alpha_h$. El proceso de avalancha es iniciado por los electrones que entran en la región de ganancia de espesor d en $x = 0$. Asumiendo la condición de que $i_h(d) = 0$, (sólo los electrones atraviesan la frontera para entrar a la región n), la condición de frontera para la ecuación (3.2.6) es $i_e(d) = I$. Resolviendo esta ecuación, se tiene que el factor de multiplicación, definido como $M = i_e(d) / i_e(0)$ está dado por:

$$M = \frac{1 - k_A}{\exp[-(1 - k_A)\alpha_e d] - k_A}; \quad k_A = \frac{\alpha_h}{\alpha_e} \quad (3.2.7)$$

La ganancia de un APD es muy sensible a la relación de los coeficientes de ionización por impacto. Cuando $\alpha_h = 0$, de tal manera que sólo los electrones participan en el proceso de avalancha, $M = \exp(\alpha_e d)$, teniéndose que la ganancia crece exponencialmente con d . Por otro lado, cuando $\alpha_h = \alpha_e$, de tal manera que $k_A = 1$, $M = (1 - \alpha_e d)^{-1}$. En este caso, la ganancia del APD se vuelve infinita para $\alpha_e d = 1$, condición conocida como ruptura de avalancha. Pese a que cuando $\alpha_e \approx \alpha_h$ pueden obtenerse mayores ganancias con regiones de ganancia más pequeñas, el mejor desempeño en la práctica lo tienen los APDs en los cuales uno de los factores, no importa cual, es mucho mayor que el otro, de tal manera que el proceso de avalancha sea dominado por uno de los dos tipos de portadores de carga. La razón de lo anterior se explicará con mayor detalle en la [Sección 4.3](#), relacionada con el ruido en fotodiodos de avalancha.

Gracias a la ganancia de corriente, la responsividad de un APD es mejorada por el factor de multiplicación M y está dada por:

$$R_{APD} = MR = M \frac{\eta q}{hf}, \quad (3.2.8)$$

Es necesario mencionar que el fenómeno de avalancha en los APD es intrínsecamente ruidoso y da por resultado un factor de ganancia que fluctúa alrededor de un valor promedio. La cantidad M en la ecuación (3.2.8) se refiere a la ganancia promedio del APD (consúltese la [Sección 4.3.1](#)).

El ancho de banda intrínseco de un APD depende del factor de multiplicación M , ya que el tiempo de tránsito τ_r para un APD ya corresponde al dado por la ecuación (3.2.1), pues crece considerablemente porque la generación y recolección de pares electrón-hueco secundarios toma tiempo adicional. La ganancia de los APD disminuye a altas frecuencias debido al incremento en el tiempo de tránsito y limita el ancho de banda. El decremento en $M(\omega)$ puede escribirse de la siguiente manera:

$$M(\omega) = \frac{M_0}{\sqrt{1 + (\omega \tau_e M_0)^2}} \quad (3.2.9)$$

donde $M_0 = M(0)$ es la ganancia de baja frecuencia y τ_e es el tiempo de tránsito efectivo, que depende de la relación de los coeficientes de ionización $k_A = \alpha_e / \alpha_h$. Para el caso en el que $\alpha_e > \alpha_h$, se tiene que [3.1]:

$$\tau_e = c_A k_A \tau_r, \quad (3.2.10)$$

donde c_A es una constante ($c_A \approx 1$). Asumiendo que $\tau_{RC} \ll \tau_e$, el ancho de banda de un APD está dado aproximadamente por [3.1]:

$$\Delta f_{APD} = \frac{1}{2\pi\tau_e M_0} \quad (3.2.11)$$

Tabla 3.2. Características de fotodiodos de avalancha comunes

Parámetro	Símbolo	Unidad	Material del fotodiodo de avalancha		
			Si	Ge	InGaAs
Longitud de onda	λ	μm	0.4–1.1	0.8–1.8	1.0–1.7
Responsividad	R_{APD}	A/W	80–130	3–30	5–20
Ganancia del APD	M	-	100–500	50–200	10–40
Factor k	k_A	-	0.02–0.05	0.7–1.0	0.5–0.7
Corriente de oscuridad	I_d	nA	0.1–1	50–500	1–5
Tiempo de subida	T_r	ns	0.1–2	0.5–0.8	0.1–0.5
Ancho de banda	Δf	GHz	0.2–1	0.4–0.7	1–10
Diferencia de potencial de polarización	V_b	V	200–250	20–40	20–30

Esta relación muestra el canje inevitable entre la ganancia M_0 del APD y el ancho de banda Δf (velocidad contra sensibilidad). En ella se evidencia la ventaja de utilizar materiales semiconductores para los cuales $k_A \ll 1$.

La **Tabla 3.2** compara las características de operación de APDs de Si, Ge e InGaAs. Ya que $k_A \ll 1$ para el silicio, los APDs fabricados con este material pueden ser diseñados para un alto desempeño y son útiles para sistemas ópticos de comunicaciones que operan cerca de $\lambda = 0.8 \mu\text{m}$ a tasas de transmisión alrededor de 100 Mb/s.

Un diseño particularmente útil, mostrado en la **figura 3.8(b)**, es llamado fotodiodo de avalancha de penetración (*reach-through* APD) porque la región de agotamiento alcanza la capa de contacto a través de las regiones de absorción y multiplicación. Puede proporcionar una ganancia alta ($M \approx 100$) con ruido bajo y un ancho de banda relativamente grande [3.1]. Para sistemas ópticos que operan en el rango de $\lambda \in (1.3, 1.6) \mu\text{m}$ es necesario utilizar APDs de Ge o de InGaAs. La mejora en sensibilidad para estos APDs está limitada a un factor menor a 10, pues para reducir el ruido (véase la **Sección 4.3.2**) es necesario utilizar una ganancia relativamente baja ($M \approx 10$).

El desempeño de los APDs de InGaAs puede mejorarse mediante ciertas modificaciones al diseño básico de un APD mostrado en la figura 3.8. La razón principal de un desempeño relativamente pobre en los APDs de InGaAs es debido a la similitud entre los valores numéricos de los coeficientes de ionización por impacto α_e y α_h (véase la figura 3.7). Debido a ello, el ancho de banda es reducido considerablemente y el ruido es relativamente alto (véase la Sección 4.3.2). Además, debido a la banda prohibida relativamente estrecha, el InGaAs sufre ruptura por tunelización al ser sometido a campos eléctricos de alrededor de 1×10^5 V/cm, un valor que está por debajo del umbral para la multiplicación de avalancha. Este problema puede resolverse en APDs de heteroestructura utilizando una capa de InP para la región de ganancia ya que es posible que existan en el InP campos eléctricos altos (mayores de 5×10^5 V/cm) sin que se presente una ruptura por tunelización. Como la región de absorción (capa tipo i de InGaAs) y la de multiplicación (capa tipo n de InP) están separadas en este dispositivo, esta estructura es conocida como SAM, del acrónimo en inglés para *Separate Absorption and Multiplication Regions*. Debido a $\alpha_h > \alpha_e$ para el InP (véase la figura 3.7), el APD está diseñado de tal manera que los huecos inician el proceso de avalancha en la región tipo n de InP, y en este caso k_A está definida como $k_A = \alpha_e / \alpha_h$. La figura 3.9(a) muestra una estructura de APD SAM tipo meseta.

Un problema con los APDs SAM está relacionado con la gran diferencia entre las bandas prohibidas del InP ($E_g = 1.35$ eV) y el InGaAs ($E_g = 0.75$ eV). Debido al escalón entre bandas de valencia de aproximadamente 0.4 eV, los huecos generados en la capa de InGaAs son atrapados en la interfaz de la heterounión y son frenados de manera considerable antes de alcanzar la región de multiplicación (esto es, la capa de InP). Un APD de este tipo posee una respuesta extremadamente lenta y un ancho de banda relativamente pequeño. Este problema puede resolverse utilizando una capa intermedia entre las regiones de absorción y multiplicación, cuya banda prohibida tenga un valor intermedio entre las del InP y el InGaAs. Al compuesto InGaAsP, también utilizado para láseres semiconductores (consúltese el Capítulo 2), puede hacerse tener una banda prohibida con cualquier valor en el rango de 0.75 a 1.35 eV [3.1] y se utiliza para fabricar esta capa intermedia. Incluso es posible graduar la composición del InGaAsP en una región denominada región de graduación, con un grosor de entre 10 y 100 nm. Los APDs de este tipo reciben el nombre de SAGM APDs, donde SAGM es el acrónimo de *Separate Absorption, Grading and Multiplication Regions* [3.16]. La figura 3.9(b) muestra el diseño de un APD de InGaAs con la estructura SAGM. El uso de una capa de graduación de InGaAsP mejora considerablemente el ancho de banda. Ya en 1987 un SAGM APD presentaba un producto ganancia–ancho de banda $M\Delta f = 70$ GHz para $M > 12$

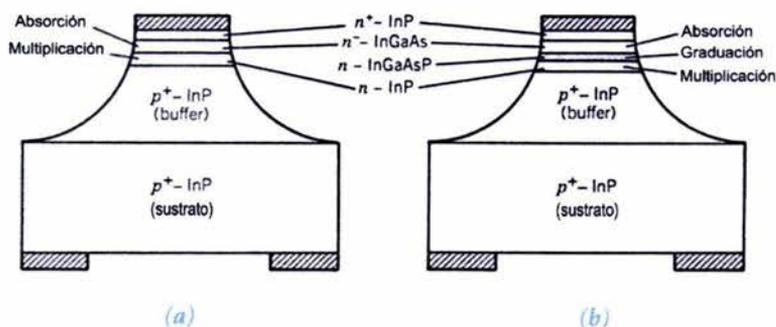


Figura 3.9. Diseños de: (a) Un APD SAM. (b) Un APD SAGM con regiones separadas de absorción, multiplicación y graduación [3.1].

[3.17]. Este valor fue incrementado a 100 GHz en 1991 utilizando una región de carga entre las regiones de graduación y multiplicación [3.18], para dar origen a un SAGCM APD (*Separate Absorption, Grading, Charge and Multiplication Region-Avalanche PhotoDiode*). En este dispositivo, la región de multiplicación está hecha de InP sin contaminar, mientras que la capa de carga está hecha de InP fuertemente contaminado con impurezas tipo n . Los huecos se aceleran fuertemente en la capa de carga debido a un fuerte campo eléctrico, pero la generación de pares electrón-hueco secundarios se lleva a cabo en la capa de InP sin contaminar. Los SAGCM APDs fueron mejorados considerablemente durante la década de 1990 [3.19]–[3.23]. Fue posible alcanzar un producto ganancia–ancho de banda de 140 GHz en 2000 utilizando una región de multiplicación de $0.1 \mu\text{m}$ de grosor que requería una diferencia de potencial de menos de 20 V [3.23]. Este tipo de APDs es adecuado para fabricar receptores que trabajen a 10 Gb/s.

Otra técnica de diseño para APDs de alto desempeño consiste en utilizar estructuras de súper-reticulado [3.24], las cuales reducen la relación $k_{cl} = \alpha_n / \alpha_c$. En un esquema, las regiones de absorción y multiplicación se alternan y están hechas de capas delgadas (10 nm) de semiconductores de diferentes bandas prohibidas. Se han reportado valores del producto ganancia-ancho de banda de hasta 120 GHz y 150 GHz [3.33] en dispositivos con estructura de meseta (véase la figura 3.10), donde se muestra un ejemplo de este tipo de APD junto con su ancho de banda como función de la ganancia del APD. Los APDs con productos ganancia-ancho de banda de 110 GHz o mayores son adecuados para utilizarlos en sistemas con tasas de transmisión de 10 Gb/s [3.1].

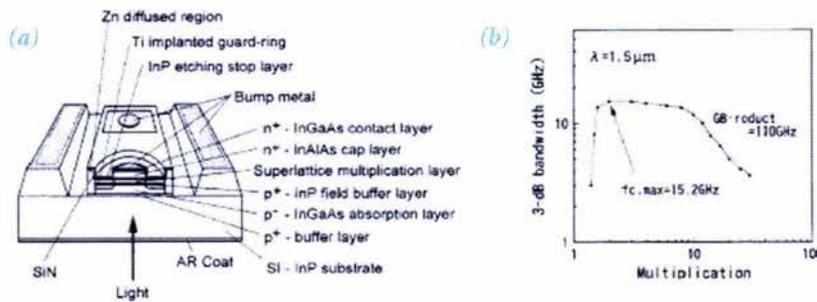


Figura 3.10. (a) Estructura y (b) ancho de banda de -3 dB medido como función de M para un APD de súper-reticulado [3.1].

3.2.4. Fotodetectores MSM

En los fotodetectores de metal-semiconductor-metal (MSM), una capa absorbente hecha de semiconductor se encuentra entre dos metales, formando una barrera Schottky en cada interfaz metal-semiconductor que previene el flujo de electrones del metal hacia el semiconductor. De manera parecida a lo ocurrido en un fotodiodo p-i-n, los pares electrón-hueco generados por absorción fluyen hacia los contactos metálicos, dando origen a una fotocorriente proporcional a la potencia óptica incidente, como se indica en la ecuación (3.1.1). Por razones prácticas, ambos contactos metálicos se fabrican con técnicas epitaxiales en el mismo lado (superior) de la capa absorbente, con un espaciamiento aproximado de $1 \mu\text{m}$ entre los electrodos [3.1], [3.25], lo cual permite tener estructuras planas con capacitancias parásitas inherentemente bajas que permiten operación de alta velocidad para los fotodetectores MSM (hasta 300 GHz). Si la luz incide por el lado de los electrodos, la responsividad de los fotodetectores MSMs se reduce porque los electrodos bloquean la luz debido a su opacidad. Este problema puede resolverse mediante iluminación trasera, si el sustrato es transparente para la luz incidente.

Los fotodetectores MSM basados en GaAs fueron desarrollados durante la década de 1980, y exhiben excelentes características de operación [3.25]. El desarrollo de fotodetectores MSM basados en InGaAs, adecuados para sistemas ópticos que trabajan en la banda de 1.3 a 1.6 μm , comenzó a finales de la década de 1980, con mayores progresos durante la década de 1990. En 1992 se reportaron fotodetectores MSM para $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ con una eficiencia cuántica en iluminación trasera de 92 % y con una corriente de oscuridad baja [3.27].

La respuesta temporal de los fotodetectores MSM es generalmente diferente en condiciones de iluminación delantera y trasera. El ancho de banda puede ser el doble para una iluminación delantera [3.1], aunque la responsividad se reduzca debido a la opacidad de los electrodos. El desempeño de los dispositivos puede mejorarse utilizando una estructura de súper-reticulado graduado. Los dispositivos de este tipo presentan una baja densidad de corriente de oscuridad, una responsividad de alrededor de 0.6 A/W a $\lambda = 1.3 \mu\text{m}$ y un tiempo de subida cercano a 16 ps [3.28]. En 1998, un MSM de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ presentó un ancho de banda de 78 GHz [3.29]. En 2001, el uso de configuraciones de onda progresiva (*traveling-wave configuration*) incrementó el ancho de banda por encima de 500 GHz para un dispositivo de GaAs [3.30]. La estructura plana de los fotodetectores MSM es sumamente adecuada para la integración monolítica de tecnología plana.

3.3. Diseño de receptores

El diseño de un receptor óptico depende del formato de la modulación que se utilice en el transmisor (analógica o digital). Los componentes de un receptor pueden ser agrupados en tres conjuntos: la sección de entrada o de preamplificación, el canal lineal y el circuito de decisión (véase la [figura 3.11](#)).

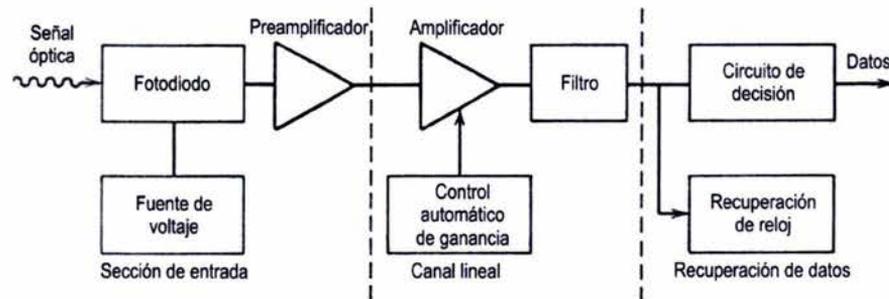


Figura 3.11. Diagrama de un receptor óptico digital mostrando diversos componentes. Las líneas verticales agrupan los componentes en tres secciones.

3.3.1. Sección de preamplificación

Como su nombre lo indica, esta sección consiste en un fotodiodo seguido por un preamplificador. La señal óptica es acoplada al fotodiodo utilizando un circuito electrónico adecuado [3.1]. El fotodiodo convierte el flujo energético óptico a señales eléctricas; la señal eléctrica suministrada por el fotodiodo es muy pequeña y es necesario amplificarla para su procesamiento.

El diseño de la sección de entrada implica un canje inevitable entre velocidad y sensibilidad. Como el voltaje de entrada del preamplificador puede incrementarse utilizando una resistencia de carga R_L grande, generalmente se utilizan secciones de entrada de alta impedancia (véase la [figura 3.12\(a\)](#)). Además, como se verá más adelante, un valor grande de R_L reduce el ruido térmico y mejora la sensibilidad del receptor. La desventaja principal de una sección de entrada de alta impedancia es su ancho de banda reducido, dado por:

$$\Delta f = \frac{1}{2\pi R_L C_T}$$

donde se ha considerado que $R_L \gg R_s$ en la ecuación (3.2.2), y que la capacitancia total incluye las contribuciones del fotodiodo y del transistor utilizado para la amplificación, $C_T = C_p + C_A$. El ancho de banda del receptor está limitado por el más bajo de los de sus componentes. No es adecuado usar una sección de entrada de alta impedancia si el ancho de banda Δf es menor que la banda correspondiente a la tasa de transmisión y el código de línea utilizados [3.31]. Puede utilizarse un igualador (ecualizador) para atenuar las bajas frecuencias, incrementando así el ancho de banda de la sección de entrada. Si la sensibilidad del receptor no es de importancia crítica, se puede simplemente reducir el valor de R_L para aumentar el ancho de banda (sección de entrada de baja impedancia).

Las secciones de entrada de transimpedancia ofrecen configuraciones de alta sensibilidad y gran ancho de banda. Su rango dinámico es también mejor que el de las secciones de preamplificación de alta impedancia. Como se observa en la [figura 3.12\(b\)](#), la resistencia de carga actúa como una resistencia de retroalimentación para un amplificador inversor. Aunque R_L sea grande, la retroalimentación negativa reduce la impedancia de entrada efectiva en un factor de G , donde G es la ganancia del amplificador. De esta manera el ancho de banda es mejorado en un factor G en comparación con secciones de entrada de alta impedancia.

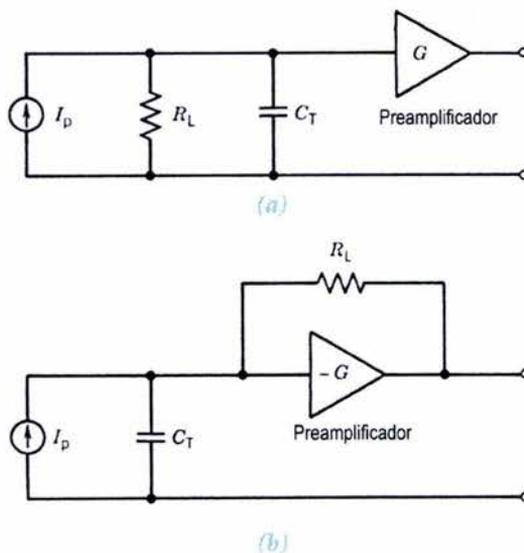


Figura 3.12. Circuito equivalente para secciones de entrada de receptores ópticos de: **(a)** alta impedancia y **(b)** transimpedancia. En ambos casos el fotodiodo se modela como una fuente de corriente.

3.3.2. Canal lineal

El canal lineal de un receptor óptico consiste en un amplificador de alta ganancia (amplificador principal) y un filtro pasabajas. En ocasiones se incluye un igualador justo antes del amplificador para corregir los límites del ancho de banda de la sección de preamplificación. La ganancia del amplificador se controla automáticamente para limitar la diferencia de potencial promedio a la salida a un nivel fijo, sin importar el valor de la potencia óptica promedio en el receptor. El filtro pasabajas da forma a los pulsos de voltaje. Su propósito es reducir el ruido sin producir mucha interferencia intersímbolos (ISI). Como se verá en el Capítulo 4, el ruido en el receptor es proporcional a su ancho de banda y puede reducirse utilizando un filtro pasabajas con un ancho de banda menor al de la señal recibida, diseñándolo de tal manera que la ISI sea mínima [3.1]. Considerando que la cascada de preamplificador, amplificador principal, y filtro actúa como un sistema lineal, la salida de voltaje en el dominio de la frecuencia puede escribirse como:

$$V_{salida}(\omega) = Z_T(\omega)I_p(\omega), \quad (3.3.1)$$

donde $I_p(\omega)$ es la transformada de Fourier de la fotocorriente $I_p(t)$ generada como respuesta a la potencia óptica incidente y $Z_T(\omega)$ es la impedancia total a la frecuencia ω . $Z_T(\omega)$ se determina a partir de las funciones de transferencia asociadas a diversos componentes del receptor y puede escribirse como [3.1]:

$$Z_T(\omega) = \frac{G_p(\omega)G_A(\omega)H_F(\omega)}{Y_{ent}(\omega)}, \quad (3.3.2)$$

donde $Y_{ent}(\omega)$ es la admitancia de entrada y $G_p(\omega)$, $G_A(\omega)$ y $H_F(\omega)$ son las funciones de transferencia del preamplificador, el amplificador principal y el filtro, respectivamente. Utilizando funciones espectrales normalizadas relacionadas con las transformadas de Fourier de las formas de los pulsos de entrada y la salida, sin atender a sus unidades físicas, (4.3.1) puede escribirse como:

$$H_{salida}(\omega) = H_T(\omega)H_p(\omega), \quad (3.3.3)$$

donde $H_T(\omega)$ es la función de transferencia total del canal lineal y se relaciona con la impedancia total mediante la siguiente relación [3.1]:

$$H_T(\omega) = \frac{Z_T(\omega)}{Z_T(0)}, \quad (3.3.4)$$

Si los amplificadores poseen anchos de banda mucho mayores que el filtro pasabajas, $H_T(\omega)$ es muy aproximada a $H_F(\omega)$.

La ISI se minimiza cuando $H_{salida}(\omega)$ corresponde a la función de transferencia de un filtro coseno elevado, dada por [3.31]:

$$H_{salida}(f) = \begin{cases} \frac{1}{2} [1 + \cos(\pi f / B)] & f < B, \\ 0, & f \geq B, \end{cases} \quad (3.3.5)$$

donde $f = \omega / 2\pi$ y B es la tasa de transmisión. La respuesta al impulso es:

$$h_{salida}(t) = \frac{\text{sen}(2\pi Bt)}{2\pi Bt} \frac{1}{1 - (2Bt)^2} \quad (3.3.6)$$

La forma de onda de $h_{salida}(t)$ corresponde a la forma del pulso de voltaje $V_{salida}(t)$ recibido por el circuito de decisión. En el instante de decisión $t = 0$, $h_{salida}(t) = 1$ y la señal es máxima. La función $h_{salida}(t) = 0$ para $t = m/B$, donde m es un entero. Gracias a que $t = m/B$ corresponde a los instantes de los bits vecinos, el pulso de voltaje de la ecuación (3.3.6) no interfiere con dichos bits vecinos.

La función de transferencia $H_T(\omega)$ del canal lineal que dará por resultado pulsos de la forma de (3.3.6) puede obtenerse de (3.3.3):

$$H_T(f) = H_{salida}(f) / H_p(f) \quad (3.3.7)$$

Para un flujo ideal de bits con una codificación en formato NRZ (pulsos de entrada rectangulares con una duración $T_B = 1/B$ segundos), se tiene que:

$$H_p(f) = \frac{\text{sen}(\pi f / B)}{\pi f / B} = \text{Sa}(\pi f / B) = \text{senc}(f / B) \quad (3.3.8)$$

Por lo tanto:

$$H_T(f) = \frac{\pi f}{2B} \cot\left(\frac{\pi f}{2B}\right) \quad (3.3.9)$$

La ecuación (3.3.9) determina la respuesta en frecuencia del canal lineal que bajo condiciones ideales produciría pulsos de salida de la forma dada por la ecuación (3.3.6). En la práctica, la forma de los pulsos de entrada no es perfectamente rectangular, por lo que la forma de onda de los pulsos de salida difiere de la dada por la ecuación (3.3.6), presentándose ISI.

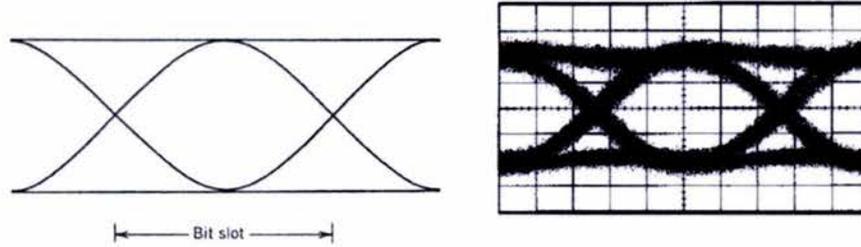
3.3.3. Circuito de decisión

Para señales digitales, la sección de recuperación de datos de un receptor óptico consiste en un circuito de decisión y en un circuito de recuperación de señal de reloj. El propósito de éste último es aislar la componente espectral $f = B$ (en Hz) de la señal recibida. Esta componente provee información sobre la duración de los bits $T_B = 1/B$ (en segundos) al circuito de decisión y ayuda a sincronizar el proceso de decisión. En el caso del formato RZ existe una componente espectral en $f = B$ (en Hz) presente en la señal recibida. Un filtro pasabanda de banda estrecha puede aislar esta componente fácilmente. Sin embargo, en el formato NRZ, la recuperación es más difícil, ya que la señal recibida carece de la componente en $f = B$ (en Hz). Para generarla, pueden utilizarse técnicas basadas en efectos no lineales, elevando al cuadrado y rectificando la señal para que la frecuencia de la componente en $f = B/2$ (en Hz) se duplique.

El circuito de decisión compara la forma de la salida del canal lineal con un nivel de umbral, en instantes de muestreo determinados por el circuito de recuperación de señal de reloj, y decide si la señal recibida corresponde a un bit 1 o un bit 0. El mejor instante de muestreo corresponde a la situación en la cual la

diferencia entre los niveles de señal para un bit 1 y un bit 0 es máxima. Esto puede determinarse a partir del diagrama de ojo formado al superponer secuencias de bits de 2 y 3 símbolos. Véase la [figura 3.13](#), donde se muestran un diagrama de ojo ideal y uno degradado, en el cual el ruido y las fluctuaciones de la señal de reloj producen un cierre parcial del ojo. El mejor instante de muestreo corresponde a una máxima apertura del ojo.

Debido al ruido inherente a todo receptor, siempre existe una probabilidad finita de que un bit sea identificado incorrectamente. Los receptores digitales están diseñados para funcionar de tal manera que dicha probabilidad sea muy pequeña (menor que 10^{-9}).



[Figura 3.13](#). Diagramas de ojo ideal y degradado para codificación NRZ [3.1].

3.4. Conclusiones

El ancho de banda, el nivel de corriente de oscuridad, la responsividad y la potencia equivalente de ruido son parámetros que permiten evaluar el desempeño y conveniencia de un receptor para su uso en sistemas analógicos. Para sistemas ópticos con modulación digital, el diagrama de ojo constituye una herramienta visual para monitorear el desempeño del receptor. El cierre del ojo es un indicador de que el receptor no está funcionando adecuadamente.

Debido a que existe siempre un canje inevitable entre el ancho de banda y la responsividad de un fotodetector, en ciertos casos es necesario evaluar qué parámetro es más importante y determinar si es o no necesario utilizar dispositivos fotodetectores con amplificación como los tubos fotomultiplicadores o los fotodiodos de avalancha, sin olvidar que son inherentemente ruidosos y en el caso de los fotodiodos de avalancha también existe un canje inevitable entre su valor de ganancia de baja frecuencia y el ancho de banda, como lo expresa la ecuación (3.2.11) de la [Sección 3.2.3](#).

Para la presente aplicación, el ancho de banda requerido es cumplido por varios tipos de receptores ópticos, ya que gracias a las características geométricas de la instalación y a la mezcla óptica realizada en el fotodetector, las frecuencias de las señales Doppler no rebasan el orden de los cientos de kilohertz. Específicamente, se escogió un fotodetector para luz visible basado en un fotodiodo *p-i-n* de silicio con una corriente de oscuridad pequeña y una baja potencia equivalente de ruido (consúltese el [Capítulo 5](#) así como el [Apéndice C](#)).

3.5. Bibliografía del Capítulo 3

- [3.1] Agrawal G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd edition, Wiley-Interscience, USA (2002).
- [3.2] Saleh B. E. A. and Teich M. C. *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, USA (1991).
- [3.3] Chuang S. L. *Physics of Optoelectronic Devices*, Wiley-Interscience, USA (1995).
- [3.4] Agrawal G. P. and Dutta N. K. *Semiconductor Lasers*, 2nd edition, Van Nostrand Reinhold, USA (1993).
- [3.5] Mynbaev D. K. and Scheiner L. *Fiber-Optic Communications Technology*, Prentice Hall, USA (2001).
- [3.6] Kishino K., Unlu S., Chyi J. I. et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **27**, p. 2025 (1991).
- [3.7] Tan I-H., Dudley J., Babic D. I. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **6**, p. 811 (1994).
- [3.8] Tan I-H., Sun C-K., Giboney K. S. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **7**, p. 1477 (1995).
- [3.9] Wey Y-G., Giboney K. S., Bowers J. E. et al. *Journal of Lightwave Technology*, **13**, p. 1490 (1995).
- [3.10] Kato K., Hata S., Kwano K. et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28**, p. 2728 (1992).
- [3.11] Kato K., Kozen A., Muramoto Y. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **6**, p. 719 (1994).
- [3.12] Kato K. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, **47**, p. 1265 (1999).
- [3.13] Tucker R. S., Taylor A. J., Burrus C. A. et al. *Electronics Letters*, **22**, p. 917 (1986).
- [3.14] Giboney K. S., Nagarajan R. L., Reynolds T. E. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **7**, p. 412 (1995).
- [3.15] Ito H., Furuta T., Kodama S. and Ishibashi T. *Electronics Letters*, **36**, p. 1809 (2000).
- [3.16] Campbell J. C., Dentai A. G., Holden W. S. and Kasper B. L. *Electronics Letters*, **19**, p. 818 (1983).
- [3.17] Kasper B. L. and Campbell J. C. *Journal of Lightwave Technology*, **5**, p. 1351 (1987).
- [3.18] Tarof L. E. *Electronics Letters*, **27**, p. 34 (1991).
- [3.19] Tarof L. E., Yu J., Bruce R. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **5**, p. 672 (1993).
- [3.20] Yu J., Tarof L. E., Bruce R. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **6**, p. 632 (1994).
- [3.21] Ma C. L. F., Deen M. J. and Tarof L. E. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **31**, p. 2078 (1995).
- [3.22] Anselm K. A., Nie H., Hu C., Lenox C. et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **34**, p. 482 (1998).
- [3.23] Nakata T., Watanabe I., Makita K. and Torikai T. *Electronics Letters*, **36**, p. 1807 (2000).

- [3.24] Cullity, B. D. *Elements of X-Ray Diffraction*. 2nd edition, Addison-Wesley, USA (1978).
- [3.25] Burm J., Litvin K. I., Woodard D. W. et al. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **31**, p. 1504 (1995).
- [3.26] Baron C.C., Mahon C. J., Thibeault B. J. et al. *Electronics Letters*, **30**, p. 1769 (1994).
- [3.27] Kim J. H., Griem H. T., Friedman R. A. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **4**, p. 1241 (1992).
- [3.28] Zhang Y. G., Li A. Z. and Chen J. X. *IEEE Photonics Technology Letters*, **8**, p. 830 (1996).
- [3.29] Droge E., Bottcher E. H., Kollakowski S. et al. *Electronics Letters*, **34**, p. 2241 (1998).
- [3.30] Shi J. W., Gan K. G., Chiu Y. J. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **13**, p. 623 (2001).
- [3.31] Sklar B. *Digital Communications: Fundamentals and Applications*, 2nd edition, Prentice Hall, USA (2001).
- [3.32] *Thorlabs Handbook and Catalogue*. Thorlabs Inc., USA (1995).
- [3.33] Watanabe I., Sugou S., Ishikawa H. et al. *IEEE Photonics Technology Letters*, **5**, p. 675 (1993).

FUENTES DE RUIDO DE FOTODETECTORES Y RECEPTORES ÓPTICOS

LOS FOTODETECTORES CONVIERTEN la potencia óptica incidente P_m en corriente eléctrica por medio del efecto fotoeléctrico. La relación $I_p = RP_m$ de la ecuación (3.1.1) asume que dicha conversión está libre de ruido. Sin embargo, incluso en un fotodetector perfecto este no sería el caso. Dos mecanismos fundamentales de ruido, el ruido de disparo y el ruido térmico producen fluctuaciones en la corriente incluso si la potencia óptica es constante. La relación $I_p = RP_m$ sigue siendo válida si se interpreta a I_p como la corriente promedio. Sin embargo, el ruido eléctrico inducido por fluctuaciones de corriente afecta el desempeño del fotodetector. En la siguiente sección se llevará a cabo una revisión de mecanismos de ruido y se hablará de la relación señal a ruido (*Signal-to-Noise Ratio*, SNR) en receptores ópticos. Los fotodiodos *p-i-n* y APD se tratarán por separado, ya que la SNR es afectada por el proceso de avalancha que da origen a la ganancia de los APD.

4.1. Mecanismos de ruido

Como se mencionó anteriormente, el ruido de disparo o ruido de granalla (*shot noise* en inglés) y el ruido térmico son los dos mecanismos fundamentales de ruido responsables de las fluctuaciones de corriente en todos los fotodetectores y por ende en todos los receptores ópticos, aun cuando la potencia óptica P_m sea constante.

4.1.1. Ruido de disparo

Este tipo de ruido es una manifestación del hecho de que la corriente eléctrica consiste en un flujo de electrones que se generan de manera aleatoria. La corriente generada en un fotodetector por una señal óptica constante puede escribirse como:

$$I(t) = I_p + i_s(t), \quad (4.1.1)$$

donde $I_p = RP_m$ es la corriente promedio e $i_s(t)$ es una fluctuación de corriente relacionada con el ruido de disparo. Desde el punto de vista matemático, $i_s(t)$ es un proceso aleatorio estacionario con distribución de Poisson (aproximada frecuentemente como una distribución gaussiana). La función de autocorrelación de $i_s(t)$ está relacionada con la densidad espectral de la siguiente manera [4.3]:

$$\langle i_s(t) i_s(t + \tau) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} S_s(f) \exp(2\pi j f \tau) df, \quad (4.1.2)$$

donde los paréntesis angulosos denotan el promedio en el tiempo. La densidad espectral bilateral de potencia del ruido de disparo es constante (un ejemplo de ruido blanco) y está dada por $S_s(f) = qI_p$. Si únicamente se consideran frecuencias positivas, el límite inferior de la integral se vuelve cero y la densidad espectral unilateral de potencia adquiere el valor $2qI_p$ [4.1].

La variancia del ruido se obtiene con $\tau = 0$ en la ecuación (4.1.2):

$$\sigma_s^2 = \langle i_s^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} S_s(f) df = 2qI_p \Delta f, \quad (4.1.3)$$

donde Δf es el ancho de banda efectivo del ruido en el receptor [4.1], cuyo valor depende del diseño de éste último y corresponde al ancho de banda intrínseco del receptor si se miden las fluctuaciones de la fotocorriente. En la práctica, el circuito de decisión puede usar voltaje o alguna otra cantidad (por ejemplo, señal integrada durante la duración del bit). Es entonces necesario considerar las funciones de transferencia de los componentes del receptor tales como el preamplificador y el filtro pasabajos. Comúnmente se consideran las fluctuaciones de corriente y se incluye la función total de transferencia $H_T(f)$ modificando la ecuación (4.1.3) de la siguiente manera:

$$\sigma_s^2 = 2qI_p \int_0^{\infty} H_T(f)^2 df = 2qI_p \Delta f, \quad (4.1.4)$$

donde $\Delta f = \int_0^{\infty} H_T(f)^2 df$ y $H_T(f)$ está dada por la ecuación (3.3.7).

Debido a que la corriente de oscuridad también genera ruido de disparo, su contribución puede incluirse sustituyendo I_p por $I_p + I_d$ en (4.1.4). Así, la variancia del ruido total de disparo es:

$$\sigma_s^2 = 2q(I_p + I_d) \Delta f \quad (4.1.5)$$

La cantidad σ_s representa el valor raíz de la media de los cuadrados (*root-mean-square value*, RMS *value*) de la corriente de ruido inducida por el ruido de disparo.

4.1.2. Ruido térmico

En cualquier conductor a una temperatura finita, los electrones se mueven aleatoriamente. El movimiento térmico aleatorio de los electrones en un resistor se manifiesta como una corriente fluctuante incluso en ausencia de una diferencia de potencial. El resistor de carga en la sección de entrada de un receptor óptico (véase la [figura 3.12](#)) es quien añade dichas fluctuaciones a la corriente generada en el fotodetector. Esta componente de ruido es conocida como ruido térmico; también se le llama ruido de Johnson o ruido de Nyquist, en honor a los dos científicos quienes por primera vez estudiaron el fenómeno de manera teórica y experimental. El ruido térmico puede incluirse en la corriente total modificando la expresión (4.4.1) de la siguiente manera:

$$I(t) = I_p + i_s(t) + I_T(t), \quad (4.1.6)$$

donde $I_T(t)$ representa la fluctuación de corriente producida por el ruido térmico. Matemáticamente $I_T(t)$ es considerada un proceso aleatorio gaussiano estacionario con una densidad espectral bilateral de potencia independiente de la frecuencia hasta $|f| = 1$ THz (casi ruido blanco) dada por:

$$S_T(f) = 2k_B T / R_L, \quad (4.1.7)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, 1.380×10^{-38} J/K, T es la temperatura absoluta y R_L es la resistencia del resistor de carga. La autocorrelación de $I_T(t)$ está dada por la ecuación (4.4.2) sustituyendo el subíndice s por T . La variancia en este caso es:

$$\sigma_T^2 = \langle i_T^2(t) \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} S_T(f) df = \frac{4k_B T}{R_L} \Delta f, \quad (4.1.8)$$

donde Δf es el ancho de banda efectivo del ruido. Tanto en el caso del ruido de disparo como en el del ruido térmico aparece el mismo ancho de banda. Nótese que σ_T^2 no depende de la corriente promedio I_p , mientras que σ_s^2 sí.

La ecuación (4.1.8) considera el ruido térmico generado en el resistor de carga. Un receptor real contiene muchos otros componentes eléctricos, algunos de los cuales generan ruido adicional. Por ejemplo, los amplificadores eléctricos añaden ruido invariablemente. La cantidad de ruido añadida depende del diseño de la sección de entrada ([figura 3.12](#)) y del tipo de amplificadores utilizados. Un enfoque sencillo para estimar el ruido producido por un amplificador utiliza el parámetro F_n , llamado figura de ruido¹ del amplificador [4.4], modificando a la ecuación (4.1.8) de la siguiente manera:

$$\sigma_T^2 = F_n \frac{4k_B T}{R_L} \Delta f, \quad (4.1.9)$$

¹ El parámetro figura de ruido también es conocido como factor de ruido [4.4].

La corriente de ruido total se obtiene sumando las contribuciones del ruido de disparo y del ruido térmico. Ya que $i_s(t)$ e $i_T(t)$ son procesos aleatorios independientes con distribuciones de probabilidad aproximadamente gaussianas, la variancia total de las fluctuaciones de corriente, $\Delta I = I - I_p = i_s(t) + i_T(t)$ se obtiene simplemente sumando las variancias individuales [4.3]:

$$\sigma^2 = \langle (\Delta I)^2 \rangle = \sigma_s^2 + \sigma_T^2 = 2q(I_p + I_d)\Delta f + F_n \frac{4k_B T}{R_L} \Delta f, \quad (4.1.10)$$

La ecuación anterior puede ser utilizada para calcular la SNR de la fotocorriente.

4.2. Ruido en detectores *p-i-n*

El desempeño de un receptor óptico depende de la SNR, definida como:

$$SNR = \frac{\text{potencia promedio de la señal}}{\text{potencia del ruido}} \propto \frac{I_p^2}{\sigma^2}, \quad (4.2.1)$$

Considerando una constante de proporcionalidad unitaria y usando las ecuaciones (3.1.1) y (4.1.10) en la (4.2.1), se tiene que:

$$SNR = \frac{(RP_{in})^2}{2q(RP_{in} + I_d)\Delta f + 4(k_B T/R_L)F_n \Delta f} \quad (4.2.2)$$

4.2.1 Límite del ruido térmico

En la mayoría de los casos, la influencia del ruido térmico es dominante en el desempeño de los receptores ($\sigma_T^2 \gg \sigma_s^2$). Despreciando el término del ruido de disparo en (4.2.2), la relación señal a ruido queda:

$$SNR = \frac{R_L (RP_{in})^2}{4k_B T F_n \Delta f} \quad (4.2.3)$$

El efecto del ruido térmico a menudo es cuantificado con el parámetro denominado potencia equivalente de ruido (*noise-equivalent power*, NEP). La NEP se define como la potencia óptica mínima por unidad de ancho de banda requerida para producir una SNR unitaria y está dada por:

$$NEP = \frac{P_{in}}{\sqrt{\Delta f}} = \left(\frac{4k_B T F_n}{R_L R^2} \right)^{1/2} = \frac{hf}{\eta q} \left(\frac{4k_B T F_n}{R_L} \right)^{1/2} \quad (4.2.4)$$

El inverso de la NEP, llamado detectividad, también se utiliza para cuantificar el efecto del ruido térmico. La ventaja de utilizar la NEP o la detectividad para un receptor *p-i-n* consiste en que así puede estimarse la potencia óptica necesaria para obtener un valor determinado de SNR si se conoce el ancho de banda Δf . Los valores típicos de la NEP se encuentran en el rango de 1 a 10 pW/Hz^{1/2} [4.1].

4.2.2 Límite del ruido de disparo

El caso límite opuesto es aquél en el cual el desempeño del receptor es dominado por la influencia del ruido de disparo, ($\sigma_s^2 \gg \sigma_r^2$), lo cual ocurre para altos valores de potencia incidente. En ese caso, puede despreciarse I_d al compararla con I_p , implicando que:

$$SNR \approx \frac{RP_{in}}{2q\Delta f} = \frac{\eta P_{in}}{2hf\Delta f} \quad (4.2.5)$$

Esto hace evidente que en el límite del ruido de disparo la SNR es directamente proporcional a P_{in} y depende exclusivamente de la eficiencia cuántica η , del ancho de banda Δf y de la energía hf del fotón. Esto puede escribirse en términos del número de fotones contenidos en el bit “1”. Considerando que $E_p = P_{in}/B$ es la energía contenida en el pulso de un bit de $1/B$ segundos de duración, y como $E_p = N_p hf$, entonces $P_{in} = N_p hfB$. Escogiendo un valor de $\Delta f = B/2$ Hz, que es un valor típico del ancho de banda, se tiene que $SNR = \eta N_p$. En el límite del ruido de disparo, es posible lograr una SNR de 20 dB si $N_p \approx 100$. En cambio, si el ruido térmico es el dominante, se requieren muchos miles de fotones para la misma SNR. Como referencia, para un receptor óptico de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ operando a 10 Gb/s, $N_p = 100$ cuando $P_{in} \approx 130$ nW [4.1].

4.3. Ruido en detectores APD

Los receptores ópticos que emplean un APD generalmente presentan una SNR mayor para la misma potencia óptica incidente, debido a la ganancia interna del fotodetector que multiplica la fotocorriente por un factor M :

$$I_p = MRP_{in} = R_{APD} P_{in} \quad (4.3.1)$$

siendo R_{APD} la responsividad del APD, M veces mayor que la de un fotodiodo *p-i-n*. La SNR debería mejorarse en un factor M^2 si el ruido del receptor no fuese afectado por el mecanismo de ganancia interna de los APDs. Sin embargo, éste no es el caso en la realidad y la mejoría de la SNR se reduce considerablemente.

4.3.1. Mejoría del ruido de disparo

El ruido térmico se mantiene igual para los APDs, ya que se origina en los componentes eléctricos que no forman parte del APD. Éste no es el caso para el ruido de disparo: la ganancia del APD es resultado de la generación de pares electrón-hueco secundarios por el proceso de ionización por impacto, (véase la [Sección 3.2.3](#)). Ya que dichos pares se generan en instantes aleatorios, existe una contribución al ruido de disparo

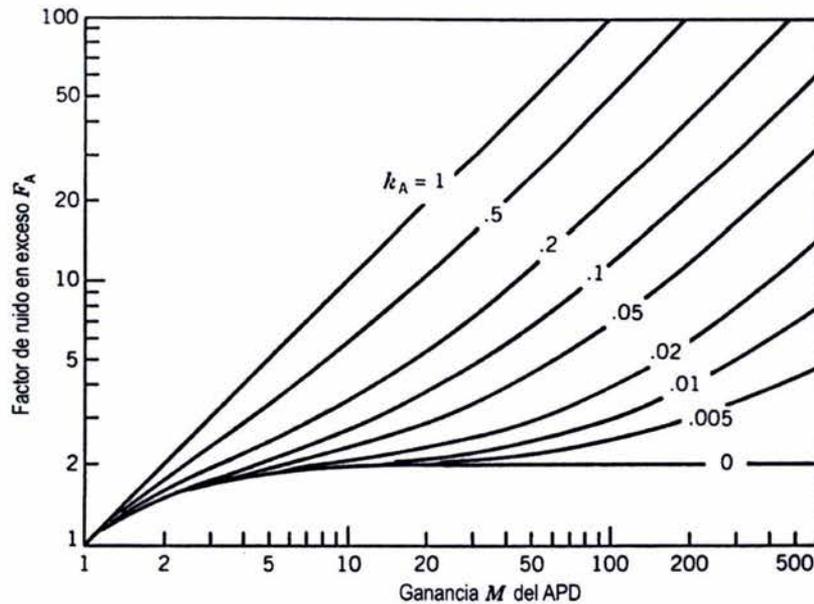
asociado con la generación de los pares primarios. En realidad, el factor de multiplicación es en sí una variable aleatoria, cuyo valor promedio es M . El ruido de disparo total puede ser calculado utilizando las ecuaciones (3.2.3) y (3.2.4) y tratando a i_e e i_h como variables aleatorias. El resultado es [4.1]:

$$\sigma_s^2 = 2qM^2 F_A (RP_{in} + I_d) \Delta f, \quad (4.3.2)$$

donde F_A es el factor de ruido en exceso del APD y está dado por:

$$F_A(M) = k_A M + (1 - k_A) \left(2 - \frac{1}{M} \right) \quad (4.3.3)$$

El parámetro k_A expresa la relación entre los coeficientes de ionización por impacto de los electrones y de los huecos, y se define de tal manera que siempre esté en el rango de 0 a 1. La [figura 4.1](#) muestra a F_A en función de M para diversos valores de k_A . En general F_A crece linealmente con M . Sin embargo, aunque F_A es a lo mucho 2 para $k_A = 0$, su valor es $F_A = M$ para $k_A = 1$. Por lo tanto, el parámetro k_A debe ser lo más pequeño posible para obtener el mejor desempeño de un APD, como se había mencionado en el [Capítulo 3, Sección 3.2.3](#).



[Figura 4.1](#). Factor de ruido en exceso F_A como función de la ganancia promedio M del APD para diversos valores de la relación de coeficientes de ionización k_A [4.1].

En la realidad, la SNR de los APDs es menor que la de los fotodiodos $p-i-n$ cuando el ruido de disparo es dominante, debido al ruido adicional generado en el APD. Gracias a que en la práctica el que domina es el ruido térmico, los APDs constituyen una opción atractiva. De hecho, la SNR de los receptores APD puede escribirse de la siguiente manera:

$$SNR = \frac{I_p^2}{\sigma_s^2 + \sigma_T^2} = \frac{(MRP_{in})^2}{2qM^2F_A(RP_{in} + I_d)\Delta f + 4(k_B T/R_L)F_n\Delta f}, \quad (4.3.4)$$

En el límite del ruido térmico, la SNR se vuelve:

$$SNR = \frac{R_L R^2}{4k_B T F_n \Delta f} (MP_{in})^2, \quad (4.3.5)$$

siendo mejorada, como era de esperarse, por un factor M^2 en comparación con la de los fotodiodos $p-i-n$, que puede observarse en la ecuación (4.2.3).

En contraste, en el límite del ruido de disparo la SNR está dada por:

$$SNR = \frac{RP_{in}}{2qF_A\Delta f} = \frac{\eta P_{in}}{2hfF_A\Delta f} \quad (4.3.6)$$

y como puede observarse, se reduce por el factor F_A de ruido en exceso en comparación con la SNR de los fotodiodos $p-i-n$ en las mismas condiciones, mostrada en la expresión (4.2.5).

4.3.2. Ganancia óptima de los APDs

La ecuación (4.3.4) muestra que para un cierto valor de P_{in} , la SNR de los receptores APD es máxima para un valor óptimo M_{opt} de la ganancia del dispositivo. Es posible demostrar que [4.1]:

$$k_A M_{opt}^3 + (1 - k_A) M_{opt} = \frac{4k_B T F_n}{qR_L (RP_{in} + I_d)} \quad (4.3.7)$$

El valor óptimo M_{opt} depende de un gran número de parámetros del receptor, como la corriente de oscuridad I_d , la responsividad R y la relación de coeficientes de ionización k_A , pero es independiente del ancho de banda del receptor. Nótese que M_{opt} decrece al aumentar P_{in} , como se puede observar en la [figura 4.2](#), donde se muestra la variación de M_{opt} respecto de P_{in} en un receptor de InGaAs para diversos valores de k_A . Para $k_A = 0$, M_{opt} es inversamente proporcional a P_{in} si se desprecia el efecto de I_d . En cambio, si k_A es 1, M_{opt} es inversamente proporcional a la raíz cúbica de P_{in} , y esta relación parece mantenerse para valores de k_A tan pequeños como 0.01 siempre y cuando $M_{opt} > 10$ [4.1].

Si se ignora el segundo término de la ecuación (4.3.7), se tiene que M_{opt} está bien aproximada por:

$$M_{opt} \approx \left[\frac{4k_B T F_n}{k_A q R_L (RP_{in} + I_d)} \right]^{1/3}; \quad k_A \in (0.01, 1) \quad (4.3.8)$$

Esta ecuación muestra el papel crítico de la relación k_A de coeficientes de ionización. En el caso de APDs de silicio, para los cuales $k_A \ll 1$, M_{opt} puede ser hasta 100. En contraste, para receptores de InGaAs el valor de M_{opt} se encuentra alrededor de 10, ya que $k_A \approx 0.7$.

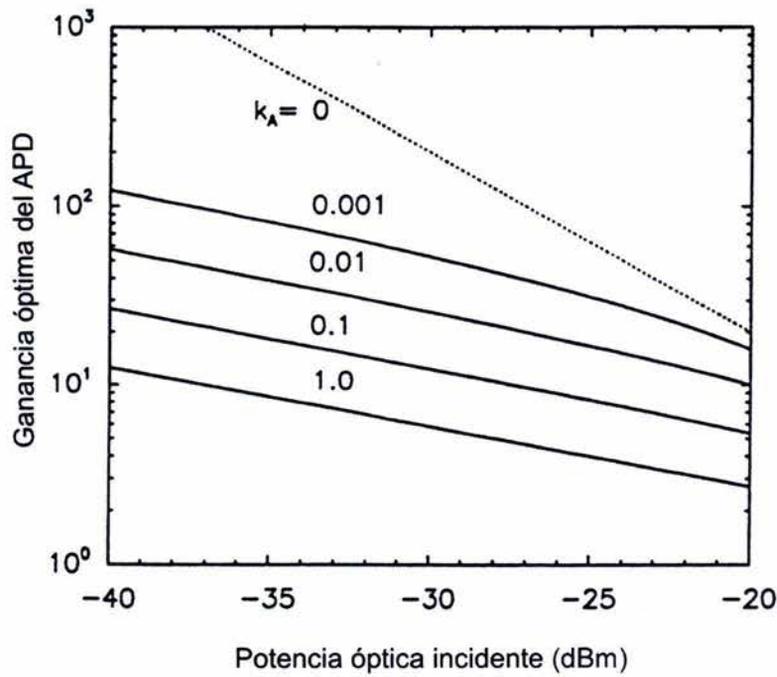


Figura 4.2. Ganancia óptima M_{opt} como función de la potencia óptica incidente P_{in} para diversos valores de k_A para un APD de InGaAs de $\lambda = 1.55 \mu\text{m}$ [4.1].

4.4. Conclusiones

Existen dos procesos fundamentales de ruido en los receptores ópticos: el ruido de disparo y el ruido térmico. El primero es un ruido blanco cuya variancia es directamente proporcional a la corriente en el fotodetector y por lo tanto, a la potencia óptica incidente y la corriente de oscuridad del dispositivo. El segundo, es un ruido “casi blanco” (hasta 1 THz) cuya variancia es independiente del valor de la corriente.

En el límite del ruido térmico la SNR de los fotodiodos $p-i-n$ varía de manera proporcional a P_{in}^2 , y puede ser mejorada al incrementar el valor de la resistencia de carga, como se vio en la Sección 3.3.1 y como lo expresa la ecuación (4.2.3). En contraste, en el caso límite del ruido de disparo, la SNR es proporcional a P_{in} y a la eficiencia cuántica η , y su valor es menor cuanto mayor sea la energía de los fotones y el ancho de banda.

Para los APDs, el ruido térmico se mantiene inalterado en comparación con los fotodiodos $p-i-n$, pero el ruido de disparo es aumentado en un factor $M^2 F_A$. Por ello, la SNR de un APD se multiplica por un factor M^2 en el caso límite del ruido térmico (véase la ecuación (4.3.5)) pero se deteriora en un factor F_A cuando el ruido de disparo es dominante (ecuación (4.3.6)). Si el proceso de avalancha estuviese exento de ruido ($F_A = 1$), tanto I_p como σ_s se multiplicarían por el factor M y la SNR no se vería afectada en lo que al ruido de disparo se refiere.

4.5. Bibliografía del Capítulo 4

- [4.1] Agrawal G. P. *Fiber-Optic Communication Systems*, 3rd edition, Wiley-Interscience, USA (2002).
- [4.2] Saleh B. E. A. and Teich M. C. *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience, USA (1991).
- [4.3] Peebles P. Z. *Probability, Random Variables and Random Signal Principles*, 3rd edition, McGraw-Hill, USA (1993).
- [4.4] Lathi B. P. *Introducción a la teoría y sistemas de Comunicación*, LIMUSA, México (1976).
- [4.5] Sklar B. *Digital Communications, Fundamentals and Applications*, 2nd edition, Prentice Hall, USA (2002).

DESARROLLO EXPERIMENTAL

EL DESARROLLO EXPERIMENTAL del presente trabajo consistió en diseñar y construir un anemómetro láser Doppler (ALD) con base en equipos transmisor y receptor ópticos adecuados. Como se mencionó en el [Capítulo 1](#), este dispositivo de instrumentación óptica sirve para determinar la velocidad de muy diversos objetos, ya sean sólidos, líquidos o gaseosos, en un rango muy amplio de valores de velocidad, de manera sumamente precisa y confiable, sin dependencia respecto de la temperatura y, por ser una técnica no invasiva, sin alterar los patrones de flujo en el caso de fluidos. Para conocer los detalles de los principios físicos en los que se basa esta técnica, así como algunas de sus aplicaciones, consúltense el [Capítulo 1](#) y el [Apéndice A](#).

En la [Sección 5.1](#) se realiza una descripción general de un anemómetro láser Doppler. En la [Sección 5.2](#) se enlistan los diversos elementos utilizados para construirlo, en la [Sección 5.3](#) se detalla su diseño y el proceso de su construcción, y en la [Sección 5.4](#) se tratan los resultados obtenidos.

5.1. Descripción general del instrumento construido

En su forma más simple, un ALD requiere una fuente óptica coherente (un láser), elementos ópticos de división del haz (cubos divisores), elementos de alineación y enfoque del haz láser (lentes, espejos y prismas de diversos materiales), un objeto en movimiento que funcione como un buen modelo de flujo de partículas, un sistema colector de la luz esparcida, un receptor óptico adecuado para la longitud de onda de la fuente láser utilizada, así como equipo de RF para el procesamiento de las señales provenientes de dicho fotodetector (preamplificadores, analizadores de espectros de radiofrecuencia y osciloscopios).

Para este trabajo en particular se decidió montar un ALD de configuración de haz doble, ya que presenta grandes ventajas en comparación con otras configuraciones de anemometría láser Doppler (consúltese el [Capítulo 1](#)). En esta configuración, la frecuencia Doppler registrada está íntimamente relacionada con el patrón de interferencia producido por el cruce de los haces láser previamente divididos y perfectamente alineados, por lo que se consideró conveniente el uso de un microscopio para verificar la existencia de dicho patrón (el cual constituye el volumen de medición). La única manera de observar el patrón de interferencia en el microscopio es mediante el esparcimiento que produzca algún objeto situado en el volumen de medición, por lo que se decidió que tanto el microscopio como el fotodetector debían colocarse del lado del láser (i.e., en configuración de retroesparcimiento), para evitar la observación de los haces originales y la consecuente degradación de las imágenes observadas y las señales registradas.

5.2. Equipos y materiales

A continuación se muestra una lista de todos los materiales, elementos ópticos, unidades de montaje e instrumentos utilizados en la construcción del ALD, agrupados en categorías adecuadas según su tipo.

5.2.1. Fuente luminosa láser de He-Ne

La fuente luminosa es un láser de helio y neón que emite luz roja ($\lambda = 632.8$ nm) linealmente polarizada, marca Melles Griot modelo 05 LHP 925; cuenta con su respectiva fuente de alimentación eléctrica marca Melles Griot modelo 05 LPL 915-070 (véase la [fotografía 5.F.1](#)). Las especificaciones más importantes de este láser se muestran en la [Tabla 5.1](#). Para mayores detalles técnicos, consúltese el [Apéndice C](#).

Tabla 5.1.
Especificaciones del láser de He-Ne marca Melles Griot modelo 05 LHP 925

<i>Parámetro</i>	<i>Valor</i>
Potencia mínima en modo continuo a $\lambda=632.8$ nm TEM ₀₀	$P_{min} = 17$ mW
Diámetro de la cintura del haz $1/e^2$	$2W_0 = 1$ mm
Divergencia completa del haz	$2\theta_0 = 0.81$ mrad
Razón de polarización	500:1
Espaciamiento de modos longitudinales	$\Delta f_{ml} = 257$ MHz
Peso	$Peso = 0.8$ kg
Corriente nominal de operación	$I_{oper} = 7$ mA
Voltaje de operación	$V_{oper} = 3900 \pm 100$ VDC
Rango de temperaturas de operación	$T_{oper} \in (-20, 50)$ °C
Rango de altitudes de operación	$Alt_{oper} \in (0$ a 3000) m



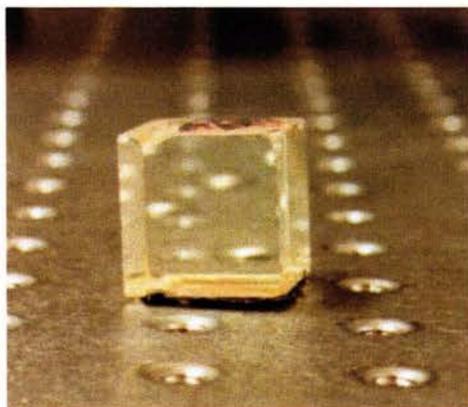
Fotografía 5.F.1. Láser Melles Griot modelo 05 LHP 925 y su respectiva fuente de poder.

Como se mencionó en el [Capítulo 2](#), se prefirió utilizar esta fuente láser basada en una mezcla de gases helio y neón en lugar de fuentes basadas en láseres semiconductores, debido a que la luz que emite es visible y que además, por ser un láser de gas con tubo de descarga cilíndrico ([Sección 2.4](#)), produce puntos simétricos (circulares), a diferencia de los puntos elípticos y astigmáticos producidos por láseres semiconductores.

5.2.2. Elementos ópticos

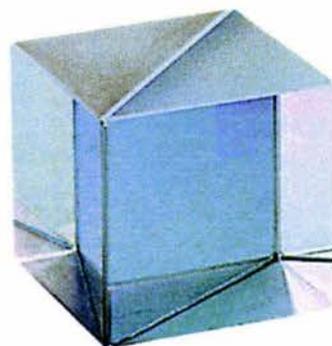
5.2.2.1. Cubos divisores no polarizantes

Con la finalidad de dividir en dos el haz láser para posteriormente (mediante espejos o prismas) producir el volumen de medición mediante su cruce, se consideró apropiado el uso de un cubo divisor de haz no polarizante. De los dos cubos disponibles (mostrados en la [fotografía 5.F.2](#)) se escogió el mejor en cuanto a calidad de superficies y estabilidad mecánica: el cubo divisor de 20 mm de lado, marca Melles Griot modelo 03BSL044 que se muestra en la [fotografía 5.F.2\(b\)](#). Sus especificaciones pueden ser consultadas en el [Apéndice C](#).



(a)

(b)



Fotografía 5.F.2. Cubos divisores de haz no polarizantes:
 (a) cubo deficiente; (b) cubo definitivo marca Melles Griot.

5.2.2.2. Lentes dieléctricas

Se utilizaron lentes de diversas distancias focales cuyos diámetros estuviesen dentro del rango de 25 a 50 mm. Se realizaron mediciones para determinar las distancias focales precisas de cinco lentes (todas ellas positivas), cuyos resultados se muestran en la [Tabla 5.2](#).

Además, se utilizó una lente de $D = f = 25.4$ mm con recubrimiento antirreflejante como elemento colector de luz para el fotodetector.

Tabla 5.2
Distancias focales precisas y diámetros de las lentes utilizadas

Lente	f (mm)	D (mm)
L_1	35.2	25.4
L_2	69.5	30
L_3	37.0	39
L_4	38.5	30
L_5	60.0	27

5.2.2.3. Prismas ópticos y espejo metálico

Durante el desarrollo de la instalación experimental, se dispuso de cinco prismas dieléctricos de ángulo recto (con ángulos interiores de 45° , 90° y 45°), un prisma trapezoidal rectangular y un espejo metálico para alinear los haces láser.

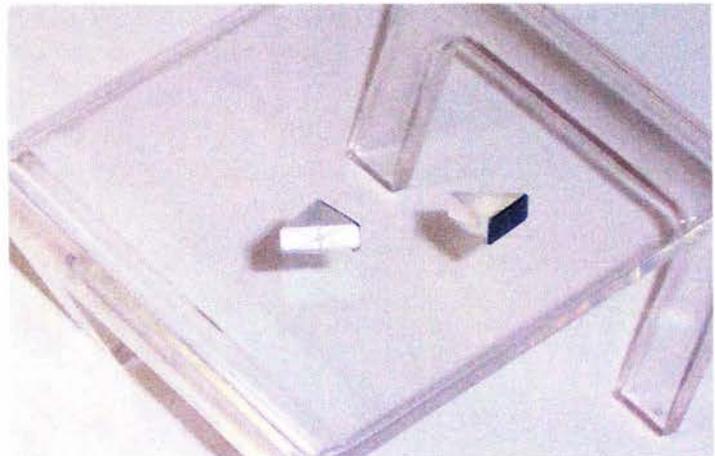
Habían dos prismas de ángulo recto de 7 mm de altura y 7 mm en sus catetos (*fotografía 5.F.3*), y otros dos de 6 mm de altura y 8 mm en sus catetos con películas metálicas en uno de ellos (véase la *fotografía 5.F.4*). El último prisma de ángulo recto era de tamaño mediano, de 15 mm de altura y 22 mm en sus catetos y presentaba las mejores características de limpieza y pulido de superficies (véase la *fotografía 5.F.5*).

El prisma trapezoidal rectangular tenía 9 mm de base menor, 9 mm de altura y 18 mm de base mayor y una película metálica a manera de espejo en la cara inclinada (*fotografía 5.F.6*).

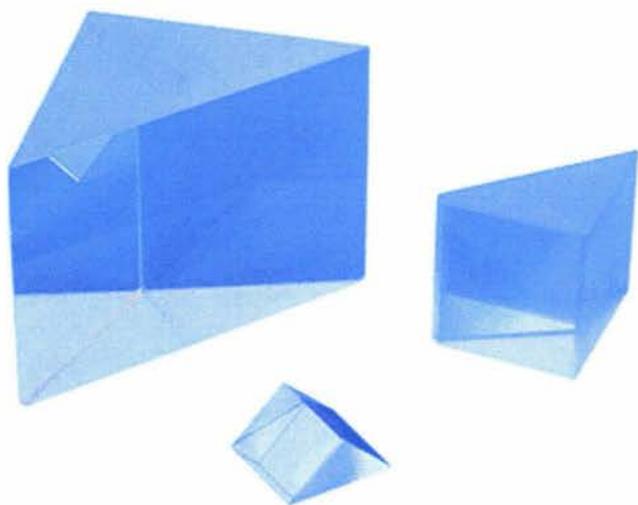
El espejo metálico medía 23 mm x 15 mm y estaba montado sobre una base cilíndrica cortada a 45° que permitía colocarlo en monturas para lentes de 25.4 mm de diámetro (*fotografía 5.F.7*).



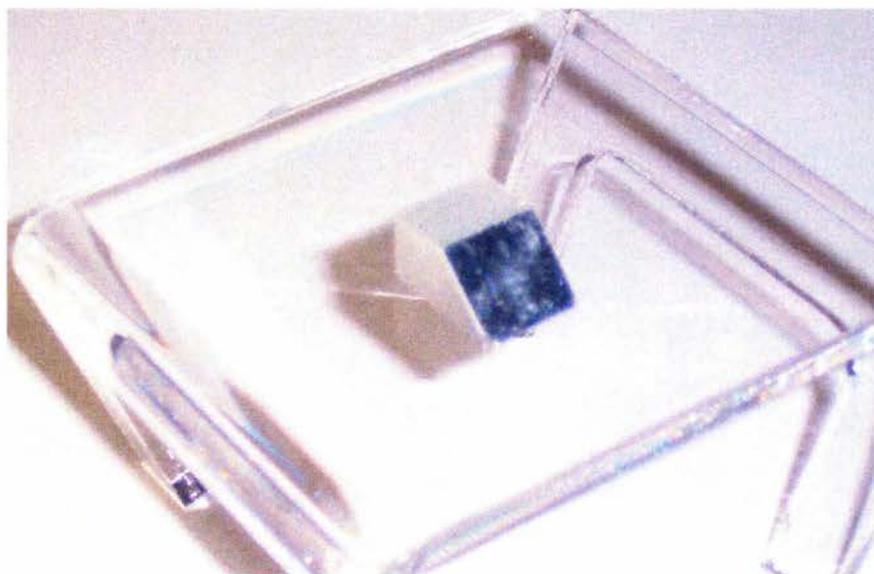
Fotografía 5.F.3. Prismas de ángulo recto pequeños, de 7 mm de altura y 7 mm en sus catetos.



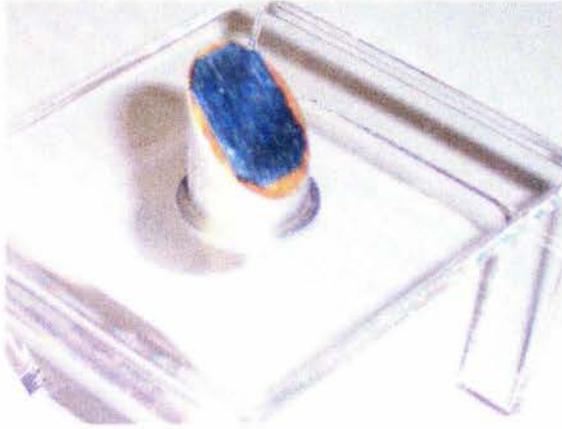
Fotografía 5.F.4. Prismas de ángulo recto pequeños de 6 mm de altura y 8 mm en sus catetos con una película especular metálica en uno de ellos.



Fotografía 5.F.5. Prisma de ángulo recto definitivo, de tamaño mediano, con 15 mm de altura y 22 mm en sus catetos. Se muestran otros prismas más pequeños a modo de comparación.



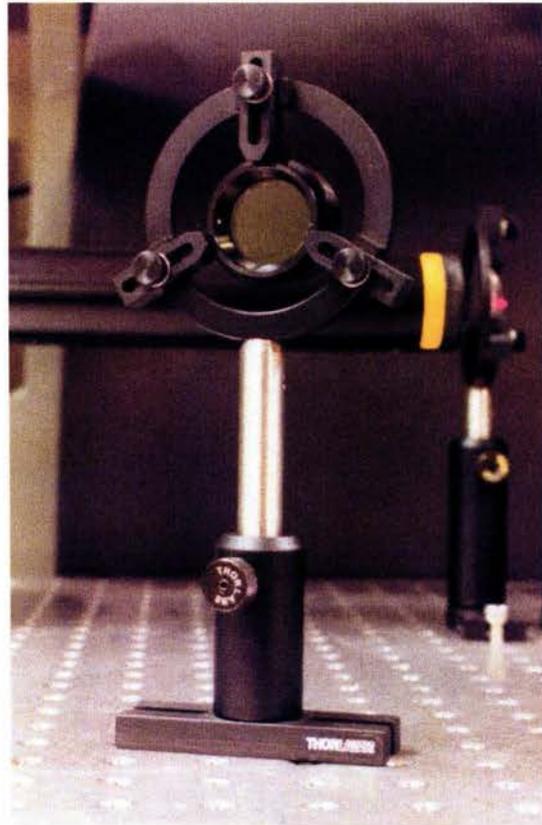
Fotografía 5.F.6. Prisma trapezoidal. Fue descartado debido a sus defectos mecánicos (bordes estrellados) y a su deficiente película metálica.



Fotografía 5.F.7. Espejo metálico mediano con base cilíndrica.

5.2.2.4. Filtro polaroide

El filtro polaroide de 29 mm de diámetro mostrado en la [fotografía 5.F.8](#) se utilizó para verificar la polarización lineal de los haces láser (antes y después de ser dividido el haz original). El punto en su marco plástico indica la dirección de su eje de transmisión.



Fotografía 5.F.8. Filtro polaroide.

5.2.3. Equipo receptor óptico

Se utilizó un equipo receptor óptico basado en un fotodiodo *p-i-n* de silicio, marca Thorlabs, modelo DET110, cuya respuesta espectral se encuentra en el rango de 320 a 1100 nm, con una responsividad para $\lambda = 632.8$ nm de $R = 0.4$ A/W aproximadamente y una corriente de oscuridad $I_d = 10$ nA, prácticamente despreciable. Posee un cuerpo de aluminio con un adaptador para montar tubos portales de 25.4 mm (una pulgada) de diámetro. La señal de salida se obtiene en un conector BNC que forma parte del cuerpo del dispositivo. Posee en la parte inferior orificios para montarlo en postes de 12.67 mm (0.5 pulgadas). Cuenta con un compartimiento que alberga una batería tipo A23 de 12 V para la polarización del fotodiodo cuya área fotosensible es de 13 mm^2 ($3.6 \text{ mm} \times 3.6 \text{ mm}$), como puede observarse en la [fotografía 5.F.9](#). Para mayores detalles, consúltense el [Capítulo 3](#), [Sección 3.1.2](#) y el [Apéndice C](#).



Fotografía 5.F.9. Vista anterior y posterior del Fotodetector Thorlabs DET110.

5.2.4. Unidades de posicionamiento y montaje

Con el fin de facilitar su conexión y evitar cualquier incompatibilidad, todas las unidades de posicionamiento y montaje utilizadas durante la construcción de la instalación experimental son de la marca Thorlabs. Se empleó una mesa óptica marca TMC compatible con dichas unidades por tener perforaciones métricas. Por lo tanto, a excepción de la mesa óptica, en la descripción de los materiales se mencionará únicamente el modelo o serie de cada uno de ellos, y debido a que todos los materiales tienen especificaciones de conexión basadas en el sistema métrico, la mayoría de los modelos ostenta una /M al final. Para el montaje y conexión de todas las unidades se utilizó el correspondiente juego de tornillos métricos marca Thorlabs, de 4 y 6 mm de diámetro, con diversas longitudes. Las hojas de especificaciones y los diagramas detallados de todos estos materiales provienen del catálogo en línea del fabricante correspondiente y pueden consultarse en el [Apéndice C](#).

5.2.4.1. Mesa óptica ligera

El área de trabajo para la construcción de la instalación experimental es una mesa óptica ligera métrica marca TMC modelo 75SSC-119-12, mostrada en la [fotografía 5.F.10](#). Mide 5 cm de altura, 120 cm de largo y 60 cm de ancho. Su superficie superior es de acero inoxidable y posee 1012 perforaciones con rosca para tornillos de 6 mm separadas 25 mm unas de otras. La superficie inferior es también de acero inoxidable, pero sin orificio alguno. En lugar de tener un interior completamente relleno, posee una estructura de panal en su interior que la hace más ligera (solamente 34 kg), más plana y menos costosa que las mesas ópticas de aluminio sólido [5.3]. Para mayores detalles técnicos, consúltese el [Apéndice C](#).



Fotografía 5.F.10. Mesa óptica ligera marca TMC.

5.2.4.2. Postes de montaje de la Serie P

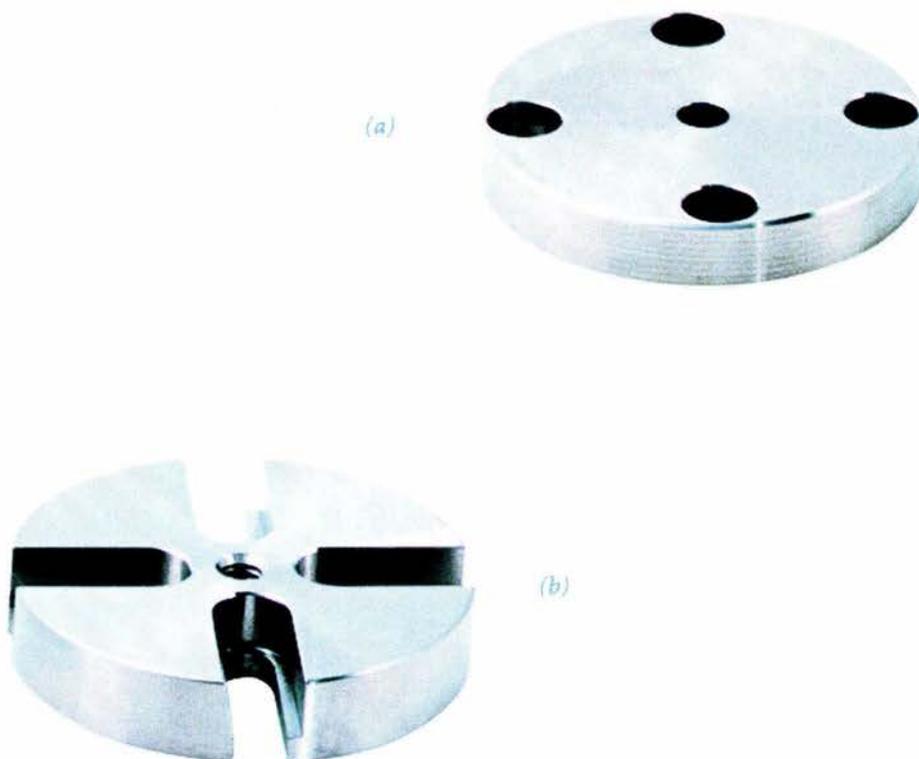
Para el posicionamiento de diversos elementos de la instalación láser experimental se utilizaron postes metálicos de la Serie P. Son postes de acero inoxidable de 38 mm de diámetro y de diversas longitudes (70, 100 y 350 mm), con la posibilidad de apilarlos gracias a perforaciones existentes en sus extremos. En particular, para el montaje del láser y del conjunto de motor y discos de acrílico se utilizaron dos postes P350/M, de 38 mm de diámetro y 350 mm de altura. Para el soporte del sistema óptico del fotodetector se utilizaron dos postes apilados (uno de 70 mm y otro de 100 mm), y para montar el microscopio se utilizó uno de 70 mm. Otro poste de 100 mm se utilizó como cimiento del arreglo para albergar el soporte para cámara fotográfica, durante las tomas de fotografías del patrón de interferencia en el microscopio (véanse las [fotografías 5.F.11](#), [5.F.56](#), [5.F.64](#), [5.F.65](#), [5.F.66](#), y consúltese el [Apéndice C](#)).



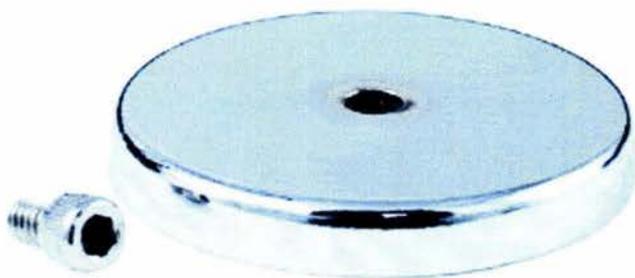
Fotografía 5.F.11. Poste de montaje Serie P.

5.2.4.3. Bases de la Serie PB para postes de montaje

Se utilizaron bases de acero inoxidable para fijar los postes de la Serie P a la mesa óptica. En un inicio se utilizaron las bases PB1 y PB2/M (véanse las [fotografías 5.F.12 \(a\)](#) y [\(b\)](#)), que poseen agujeros y canaletas respectivamente para fijarse en la mesa óptica. En las últimas etapas de construcción se utilizaron bases magnéticas PMB3 (véase la [fotografía 5.F.13](#)), para ajustar de manera precisa y estable la posición de elementos como el microscopio y el fotodetector independientemente de la ubicación de los orificios de la mesa óptica (consúltese el [Apéndice C](#)).



Fotografía 5.F.12. Bases de la Serie PB para postes de montaje Serie P. (a) Base PB1; (b) Base PB2/M.

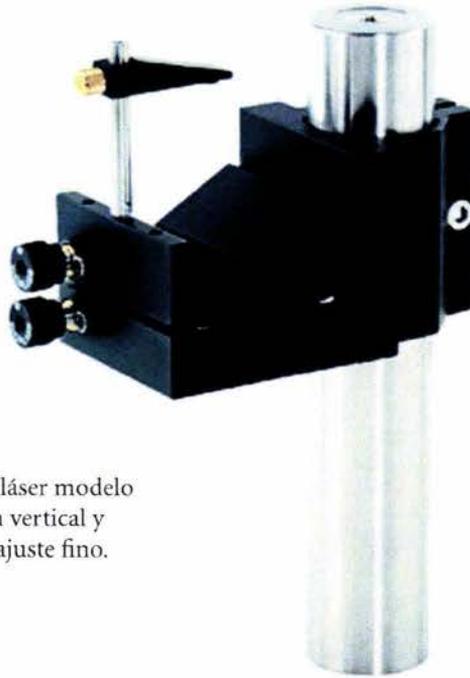


Fotografía 5.F.13. Bases magnéticas PMB3 para postes de montaje Serie P.

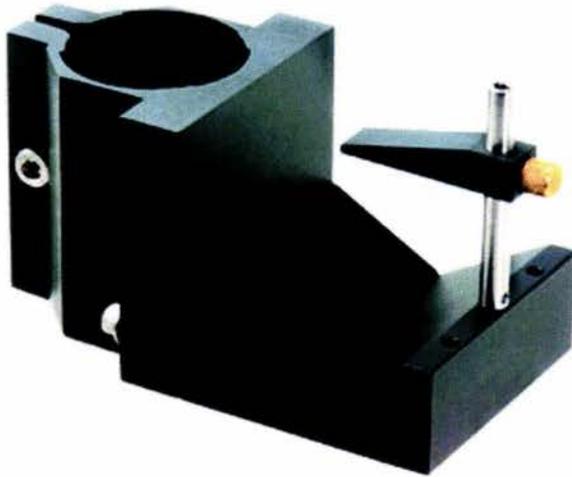
5.2.4.4. Sujetadores “V” con abrazadera para postes de la Serie P

En el montaje de la fuente luminosa láser se utilizó un sujetador cinemático para láser con tornillos de ajuste de inclinación vertical y horizontal modelo C1503/M (véase la [fotografía 5.F.14](#)).

Se utilizaron otros dos sujetadores V menos sofisticados, modelo C1502/M, con ajuste únicamente de inclinación vertical (véase la [fotografía 5.F.15](#)) para el montaje de un microscopio en la instalación láser y del fotodetector y su sistema colector de luz (consúltense los detalles en la [Sección 5.3](#)). Todos los sujetadores antes mencionados se montaron en postes metálicos de la Serie P mediante sus abrazaderas. Para mayores detalles, consúltense el [Apéndice C](#).



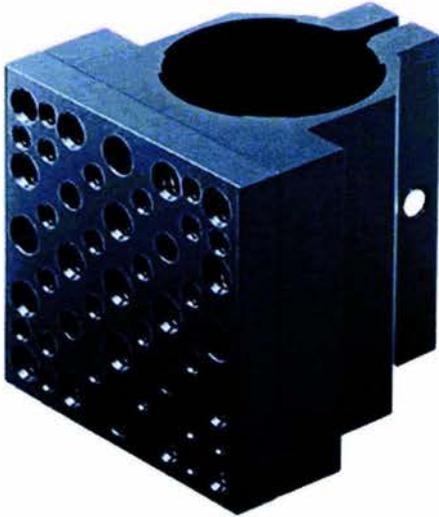
Fotografía 5.F.14. Sujetador V cinemático para láser modelo C1503/M. Es posible modificar la inclinación vertical y horizontal con ayuda de sus dos tornillos de ajuste fino.



Fotografía 5.F.15. Sujetador V modelo C1502/M. Es posible ajustar la inclinación vertical y fijarla con ayuda de los tornillos de 4 mm mostrados.

5.2.4.5. Abrazaderas de montaje Serie P

Se montan en los postes de la Serie P y pueden albergar placas de ángulo recto y otros elementos, gracias a las diversas perforaciones que su placa desmontable posee para tornillos de 6 y 4 mm con cuerda (véase la [fotografía 5.F.16](#) y consúltese el [Apéndice C](#)). Al desmontar dicha placa es posible unir la abrazadera a otros elementos de montaje, tales como placas de ángulo recto ([Sección 5.2.4.11](#)).



Fotografía 5.F.16. Abrazadera de montaje Serie P con placa desmontable.

5.2.4.6. Plataformas cinemáticas de montaje KM2-B/M

Estas plataformas cuadradas permiten ajustar su inclinación con ayuda de dos tornillos debajo de su base (véase la [fotografía 5.F.17](#)). Es posible montar en ellas muy diversos elementos ópticos tales como prismas, cubos divisores, etc. Poseen perforaciones para colocar micropostes sujetadores modelo PM1/M ([Sección 5.2.4.7](#)). Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).

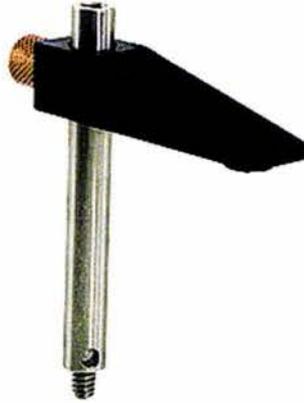
Fotografía 5.F.17. Plataforma cinemática de montaje KM2-B/M.



5.2.4.7. Micropostes sujetadores modelo PM1/M

Se utilizan en diversas unidades de montaje como los sujetadores V (Sección 5.2.4.3), las plataformas cinemáticas de montaje (Sección 5.2.4.6) y las monturas cinemáticas para prismas (Sección 5.2.4.10). Su función es sostener los elementos ópticos colocados en las unidades de montaje y evitar su deslizamiento en ellas.

Es posible variar la altura del brazo sujetador a lo largo del microposte gracias a su tornillo de latón. Dicho brazo cuenta con un cojín de goma que se adhiere a los elementos ópticos para fijarlos sin rayarlos (véase la [fotografía 5.F.18](#) y consúltese el [Apéndice C](#)).



Fotografía 5.F.18. Micropostes PM1/M.

5.2.4.8. Adaptadores MA2/M

Estos adaptadores permiten unir las diferentes unidades de montaje (plataformas, monturas cinemáticas, etc.) a los postes de la serie P. Cuentan con un orificio para tornillos de 6 mm que permiten conectarlos a los postes de la serie P, y tres orificios para tornillos de 4 mm para fijar ahí las unidades de montaje (véase la [fotografía 5.F.19](#) y consúltese el [Apéndice C](#)).



Fotografía 5.F.19. Adaptador MA2/M.

5.2.4.9. Monturas cinemáticas para espejos KM100T

Las monturas cinemáticas KM100T pueden albergar espejos y otros elementos ópticos de 1 pulgada de diámetro y de hasta 1/8 de pulgada de grosor. Poseen orificios con cuerda para tornillos de 4 mm para su sujeción en adaptadores MA2/M o postes delgados serie TR y sus tornillos de ajuste permiten ajustar finamente la orientación del eje óptico de los elementos montados en ellas (véase la [fotografía 5.F.20](#) y consúltese el [Apéndice C](#)).

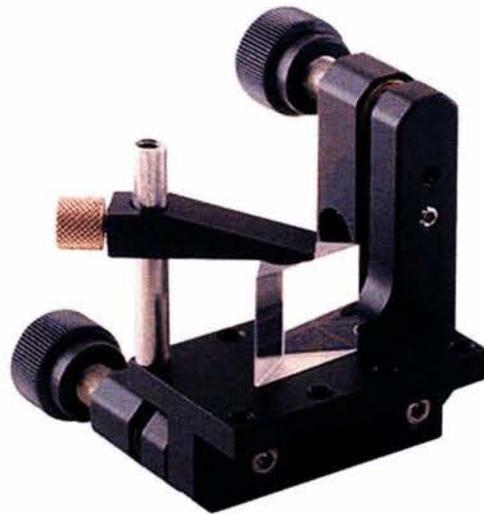
Fotografía 5.F.20. Montura cinemática para espejos KM100T.



5.2.4.10. Monturas cinemáticas para prismas KM100-P/M

Las monturas cinemáticas para prismas, mostradas en la [fotografía 5.F.21](#) permiten un movimiento plano rotacional que no es posible con las plataformas horizontales de montaje. Son útiles para ajustes finos en la desviación o alineación de haces. Para fijar el elemento óptico albergado es posible hacer uso de micropostes sujetadores PM1/M ([Sección 5.2.4.7](#)).

Fotografía 5.F.21. Montura cinemática para prismas KM100-P/M.



5.2.4.11. Placas de ángulo recto AP90/M

Las placas de ángulo recto de alta precisión permiten montar en ellas una gran diversidad de utensilios de posicionamiento y montaje, gracias a sus nueve perforaciones circulares y cuatro ranuras para tornillos de 6 mm (véase la [fotografía 5.F.22](#) y consúltese el [Apéndice C](#)). Estas placas son tan versátiles que pueden portar abrazaderas de montaje serie P y asimismo pueden ser montadas en ellas. Se dispuso de cuatro de ellas y se utilizaron para fijar el microscopio y montar el conjunto motor-base giratoria (consúltense las [Secciones 5.3.5](#) y [5.3.6](#)).



Fotografía 5.F.22. Placa de ángulo recto AP90/M.

5.2.4.12. Postes de acero Serie TR

Durante el desarrollo de la etapa experimental se utilizaron postes Serie TR, cuyas menores dimensiones permiten un montaje de plataformas y portales más eficiente y cómodo que el logrado con los postes Serie P. Además, la esbeltez y bajo peso de estos postes y sus portapostes permitieron adaptarlos como soportes de una base para cámara fotográfica, con la que se tomaron las fotografías del patrón de interferencia.

Estos postes de acero inoxidable, mostrados en la [fotografía 5.F.23](#), cuentan con un tornillo de 4 mm en uno de sus extremos para ser conectados a portales, bases, plataformas, unidades de translación, etc. Miden 12.67 mm (0.499 pulgadas) de diámetro y son fabricados en diversas longitudes. En este caso particular, se contó con ocho postes de 75 mm de longitud que fueron utilizados para ubicar portales, unidades de translación XY, plataformas de montaje, y demás monturas, y con tres postes de 150 mm que fueron utilizados en la construcción del soporte para una cámara fotográfica ([Sección 5.3.5](#)). Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).

Fotografía 5.F.23. Poste de acero Serie TR.



5.2.4.13. Portapostes Serie PH

Sirven para fijar los postes de la Serie TR a la mesa óptica; permiten variar la altura de los postes y sujetarlos suave o firmemente, según qué tan apretado esté su tornillo de sujeción (véase la [fotografía 5.F.24](#)). Durante el desarrollo de la parte experimental fueron utilizados ocho portapostes de 75 mm y uno de 50 mm de longitud. El diámetro exterior de estos elementos permitió que uno de ellos sirviera para sostener la base para cámara de un trípode, durante la toma de fotografías del patrón de interferencia ([Sección 5.3.5](#)).

Fotografía 5.F.24. Portapostes Serie PH.



5.2.4.14. Bases Serie BA para portapostes

Para poder ubicar y anclar los portapostes de la Serie BH en la mesa óptica en lugares donde no forzosamente existieran los orificios de la mesa, se utilizaron numerosas bases de la serie BA (BA1, [fotografía 5.F.25](#); BA1S [fotografía 5.F.26](#) y BA2, [fotografía 5.F.27](#)). Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).



Fotografía 5.F.25. Base BA1.



Fotografía 5.F.26. Base BA1S.



Fotografía 5.F.27. Base BA2.

5.2.4.15. Portales LH1/M

Los portales LH1/M ([fotografía 5.F.28](#)) sirven para albergar lentes con diámetros desde 5 mm hasta 46 mm. Es posible invertir sus dedos deslizables para colocar objetos cilíndricos en ellas. Cuentan con una perforación de 4 mm de diámetro para ser colocados en postes de la Serie TR o en adaptadores MA2/M. Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#). Se utilizaron dos de ellos.

Fotografía 5.F.28. Portales LH1/M.



5.2.4.16. Portales LH2/M

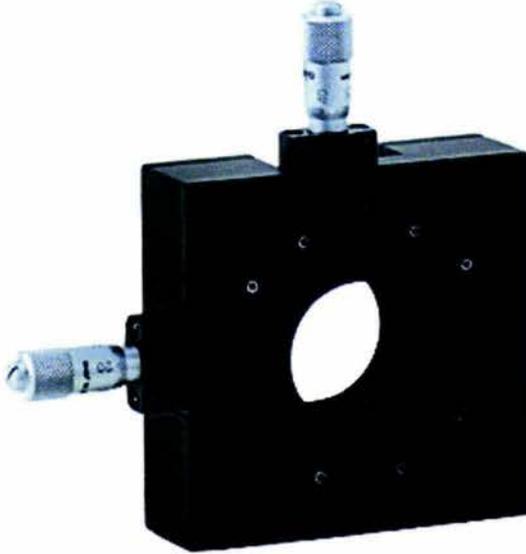
Son similares a los portales descritos anteriormente, pero más grandes: pueden sostener lentes con diámetros desde 19 mm hasta 57 mm. (Véase la [fotografía 5.F.29](#) y consúltese el [Apéndice C](#)). Se hizo uso de cuatro de ellos.

Fotografía 5.F.29. Portales LH2/M.



5.2.4.17. Unidad de translación XY

Se utilizaron dos unidades de translación XY modelo ST1XY-S/M; cada unidad cuenta con dos tornillos de ajuste micrométrico, como puede observarse en la [fotografía 5.F.30](#). Son compatibles con todos los tubos portales de 1 pulgada de diámetro. En la instalación experimental sirvieron para colocar diafragmas y ajustar su posición de manera muy precisa. Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).



Fotografía 5.F.30. Unidad de translación XY modelo ST1XY-S/M.

5.2.4.18. Montura para lentes LMR1/M

Con el fin de colocar un diafragma de diámetro grande, para el cual no era necesaria una precisión micrométrica, se utilizó una montura para lentes modelo LMR1/M ([fotografía 5.F.31](#)). Es compatible con los postes de la Serie TR gracias a la perforación con rosca para tornillo de 4 mm en su parte inferior. Incluye un anillo retenedor para impedir el movimiento de los objetos colocados en ella. Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).

Fotografía 5.F.31. Montura para lentes LMR1/M.



5.2.4.19. Tubos portaleses SM1L

Los tubos portaleses SM1L mostrados en la [fotografía 5.F.32](#) sirven para colocar en ellos lentes y otros elementos ópticos de 25.4 mm de diámetro, y son compatibles con el cuerpo de las unidades de translación XY ([Sección 5.2.4.17](#)) y del fotodetector ([Sección 5.2.3](#)). Ambos tipos de tubos SM1L05 y SM1L10, de 0.5 y 1 pulgadas de longitud, cuentan con anillos retenedores ajustables modelo SMIRR ([fotografía 5.F.33](#)) para impedir que las lentes u otros elementos colocados dentro de ellos se muevan. Gracias a que pueden conectarse unos con otros, pueden utilizarse como pupilas de entrada para arreglos ópticos. Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).



(a)

Fotografía 5.F.32. Tubos portaleses de 1 pulgada de diámetro: (a) modelo SM1L05, de 0.5 pulgadas de longitud; (b) modelo SM1L10, de 1 pulgada de longitud.



(b)



Fotografía 5.F.33. Anillo retenedor ajustable modelo SMIRR.

5.2.4.20. Prensa de banco

En un inicio, se planeó utilizar la prensa de banco mostrada en la [fotografía 5.F.34](#) con el fin de montar en ella el microscopio (consúltese la [Sección 5.2.5.1](#)). Esta prensa posee perforaciones en la base, pudiendo fijarse a la mesa óptica con ayuda de tornillos. El cuerpo podía girarse únicamente cuando la base no estaba completamente atornillada en la mesa óptica, lo cual dificultaba el ajuste.

Fotografía 5.F.34. Prensa de banco.



5.2.4.21. Abrazaderas de ángulo recto RA90/M

Sirven para montar dos tubos de la serie TR en ángulo recto. Como puede observarse en la [fotografía 5.F.35](#) cuentan con un tornillo de ajuste para cada uno de los postes sujetados, permitiendo ajustes individuales. Fueron utilizados para construir un soporte para la base de un trípode que albergaría a la cámara fotográfica (Sección 5.2.5.2) para tomar fotografías del patrón de interferencia. Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).



Fotografía 5.F.35. Abrazadera de ángulo recto RA90/M.

5.2.5. Equipo de microscopía y fotográfico

5.2.5.1. Microscopio óptico estereoscópico de largo alcance

Con el fin de observar el patrón de interferencia que da origen al volumen de medición, se utilizó un microscopio óptico estereoscópico de enfoque a gran distancia. Este microscopio cuenta con un aumento de 8x en los oculares y con un tornillo para elegir un aumento de 0.6x, 1x, 2x, 4x y 7x en las lentes objetivo, que en conjunto con los oculares presentan diversos posibles aumentos. Posee también un tornillo de enfoque, que varía la distancia entre el objeto observado y el cuerpo del microscopio, así como un pequeño soporte cilíndrico para una fuente de luz (lámpara) cerca de la lente objetivo externa (véase la [fotografía 5.F.36](#)).

Su posición ordinaria es vertical, montado y asegurado sobre un tubo de aluminio, el cual está soldado a una base con una plataforma de observación de muestras desmontable. La distancia entre las muestras y la primera lente del sistema es de aproximadamente 90 mm para un enfoque nítido con un aumento total de 32x y 56x en las lentes objetivo; dicha distancia es ligeramente menor (aproximadamente 4 mm menos) para un aumento de 14x.



Fotografía 5.F.36. Microscopio óptico estereoscópico de largo alcance.

5.2.5.2. Cámara fotográfica

Para tomar fotografías del patrón de interferencia de los haces láser y de la instalación experimental se utilizó la cámara réflex de lente única marca Canon modelo EOS Rebel XS mostrada en la [fotografía 5.F.37](#). El hecho de que la cámara fuese réflex era un requisito indispensable para obtener buenas fotografías del patrón de interferencia, debido a que se requería muy buena resolución en la imagen, no debía utilizarse flash (ya que de hacerlo no se observaría el patrón de interferencia) y era de suma importancia cerciorarse de que la imagen observada a través de la cámara a través de uno de los oculares del microscopio en efecto sería la imagen capturada en la fotografía. Sus principales especificaciones pueden ser consultadas en el [Apéndice C](#).

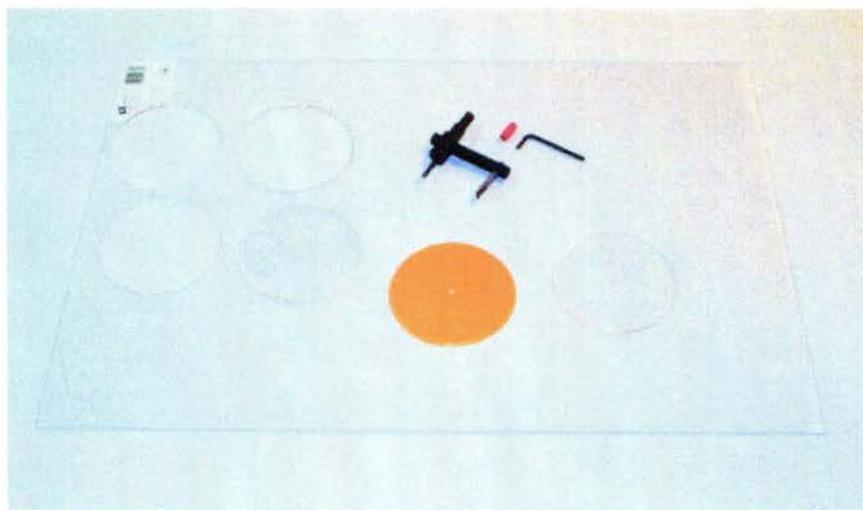


Fotografía 5.F.37. Cámara Canon modelo EOS Rebel XS.

5.2.6. Conjunto de motor y discos de acrílico

Para modelar los objetos en movimiento, se decidió utilizar un conjunto de discos de acrílico montados sobre una base giratoria de aluminio conectada a un motor con ayuda de una pequeña banda de hule. Se hicieron discos de 110 mm de diámetro a partir de dos láminas de acrílico de 2.1 mm de espesor, una transparente y la otra opaca color ocre, con ayuda de la cortadora circular para taladro (véase la [fotografía 5.F.38](#) y consúltese la [Sección 5.2.8](#)). Posteriormente se adquirieron discos de acrílico transparente de 6 mm de espesor y de 10 y 14 cm de diámetro, con una perforación central de 3 mm de diámetro, algunos lisos y otros esmerilados, para simular diversas concentraciones y tamaños de partículas esparcidas de luz ([fotografía 5.F.39](#)).

Fotografía 5.F.38. Lámina de acrílico de 2.1 mm de espesor, cortadora circular para taladro y discos cortados con ella.



Fotografía 5.F.39. Discos de acrílico transparente de 6 mm de espesor y de 10 y 14 cm de diámetro con perforación central de 3 mm de diámetro. A la izquierda se muestran los transparentes y a la derecha, los esmerilados.



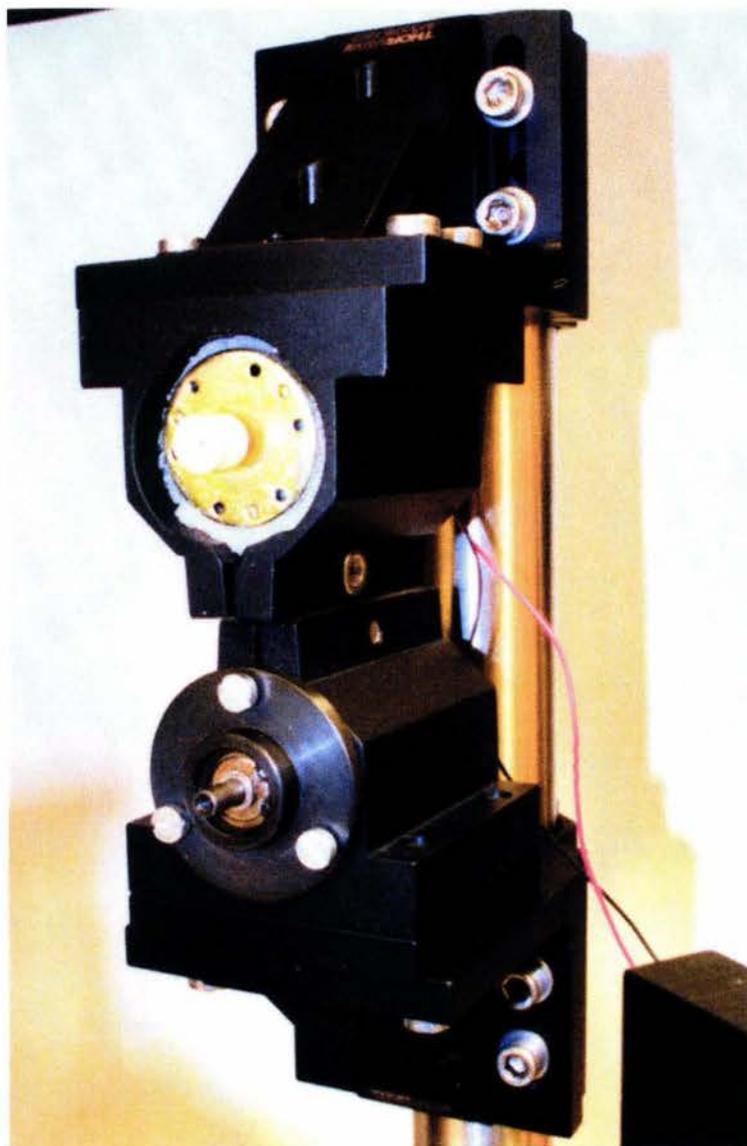
Los mejores resultados en cuanto a potencia de la señal Doppler fueron obtenidos con otros discos de acrílico transparente, éstos de 4 mm de espesor y 10 cm de diámetro, también con una perforación central de 3 mm de diámetro y círculos de corcho de 1.59 mm (1/16 de pulgada) de espesor pegados en ambas caras para facilitar su montura en la base giratoria y evitar su deterioro por rayaduras (véase la [fotografía 5.F.40](#)). Se adquirieron varios de estos discos y se determinó con ayuda del láser y conociendo su espesor, que su índice de refracción era $n_{discos} = 1.58$. Se simulon diferentes concentraciones de partículas esparcidoras, emparedando polvo de talco entre su superficie y micas transparentes autoadheribles. Para conocer los valores precisos de potencia obtenidos con cada tipo de disco, consúltese la [Sección 5.4](#).



Fotografía 5.F.40. Discos de acrílico de 4 mm de espesor y 10 cm de diámetro con círculos de corcho.

El motor utilizado ([fotografía 5.F.41](#)) es de corriente continua, de velocidad variable, con un voltaje máximo de 12 V y una velocidad máxima de 5000 rpm (83.33 rps). Su eje tiene una pieza plástica acanalada con un diámetro de 5 mm en el canal. Dicha pieza fue utilizada para colocar las bandas elásticas que conectarían las bases giratorias al motor.

La montura definitiva para la base de los discos giratorios, también mostrada en la [fotografía 5.F.41](#), permite un giro muy suave de los discos, ya que por su excelente lubricación casi no opone resistencia al giro. Sus dimensiones resultaron perfectas para ser fijada en una abrazadera de montaje de la Serie P. En la [Sección 5.3.6](#) se detalla el proceso de construcción del modelo y se muestran fotografías de las bases de los discos iniciales y definitivas.



Fotografía 5.F.41. Motor de corriente continua (arriba) y montura para base giratoria (abajo). Ambos se encuentran empotrados en sendas abrazaderas de montaje Serie P, sostenidas por placas de ángulo recto AP90/M montadas en un poste de montaje Serie P.

5.2.7. Instrumentos electrónicos

5.2.7.1. Fuentes de voltaje de corriente continua

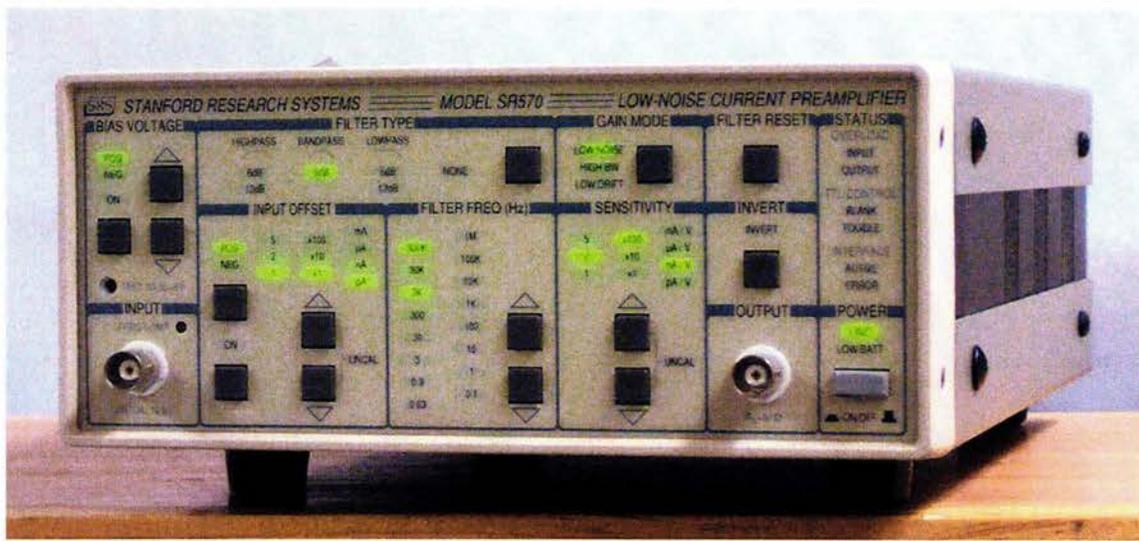
El motor se alimentó con la fuente de poder de corriente continua mostrada en la [fotografía 5.F.42](#), marca Tektronix modelo PS280. Dicha fuente posee una salida con diferencia de potencial fija de 5 V y dos salidas de voltaje variable de 0 a 30 V; sin embargo, se fijó un rango de operación máximo de 0 V a 12 V para evitar dañar el motor. Para detalles de las especificaciones de este aparato, consúltese el [Apéndice C](#).



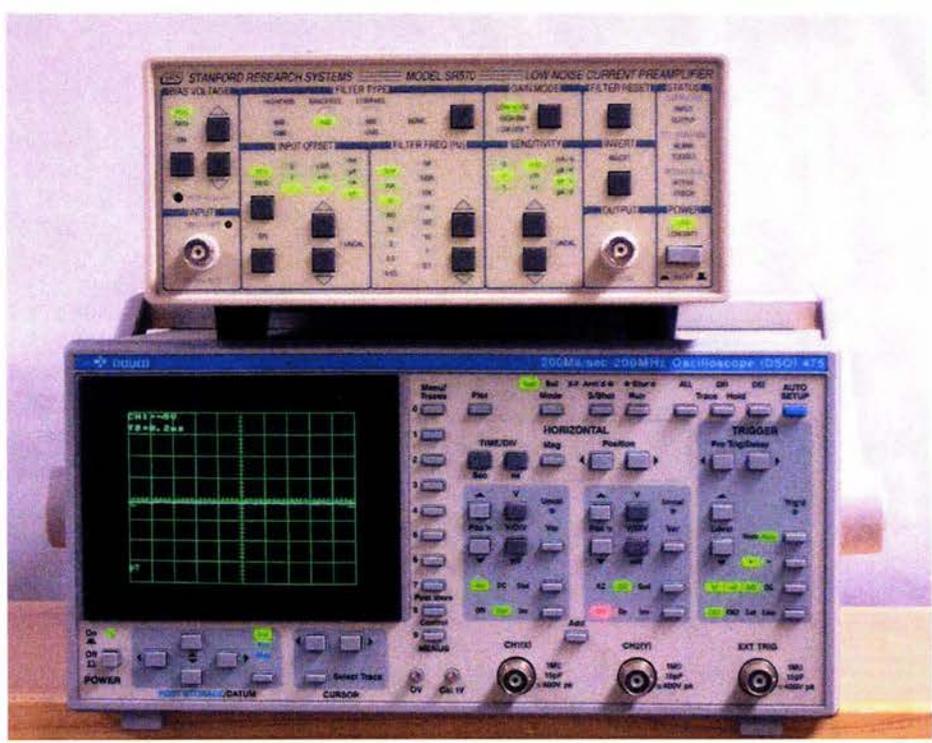
Fotografía 5.F.42. Fuente de poder de corriente continua Tektronix PS280.

5.2.7.2. Preamplificador de corriente

El dispositivo SR570 de Stanford Research Systems mostrado en las [fotografías 5.F.43](#) y [5.F.44](#) es un preamplificador de corriente a voltaje de bajo ruido, con una ganancia máxima de 1 pA/V. Es posible realizar un filtrado pasabajas, pasabanda o pasaaltas de las señales de salida mediante el uso de dos filtros RC de primer orden incorporados en el equipo. Las frecuencias de corte de los filtros pueden ajustarse desde 0.03 Hz hasta 1 MHz. La ganancia utilizada durante los experimentos fue de 200 nA/V, así como el filtrado fue pasabanda de 100 Hz a 100 kHz, para eliminar la interferencia de 60 Hz de la línea de los tomacorrientes y la aparición de una señal parásita de 150 kHz producida por la fuente de alimentación del láser. Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).



Fotografía 5.F.43. Preamplificador de corriente a voltaje de bajo ruido marca Stanford Research Systems modelo SR570.

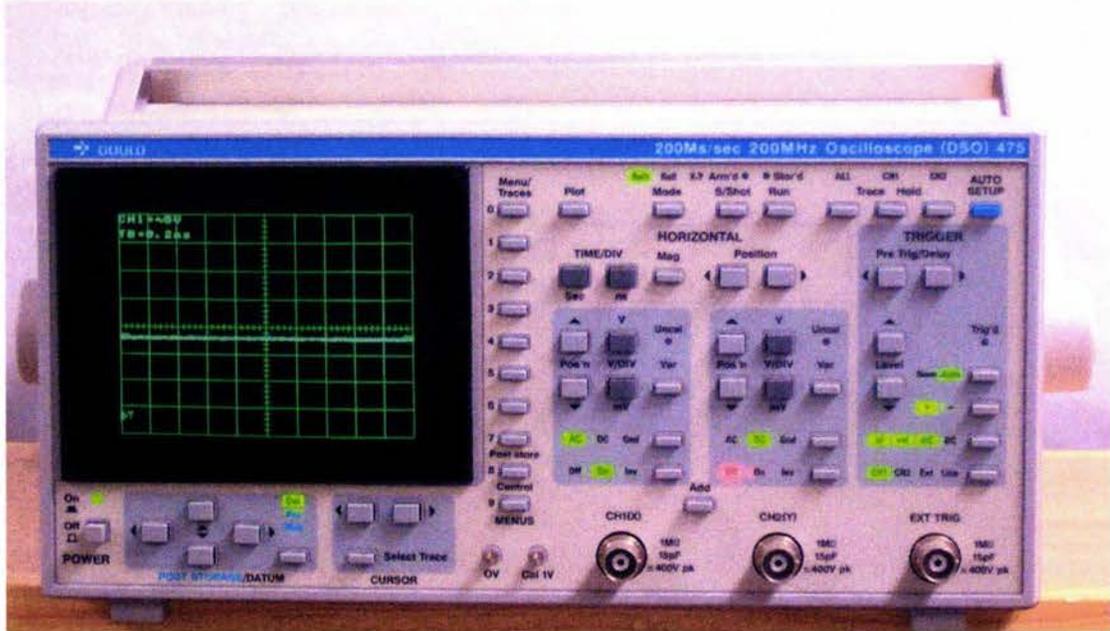


Fotografía 5.F.44. Arriba: Preamplificador de corriente Stanford Research Systems SR570. Abajo: Osciloscopio digital marca Gould modelo DSO 475.

5.2.7.3. Osciloscopio

En un inicio fue utilizado un osciloscopio digital de dos canales marca GOULD modelo DSO 475 (véanse las [fotografías 5.F.44](#) y [5.F.45](#)) para observar el comportamiento de las señales en el tiempo. Cuenta con un máximo ancho de banda de 200 MHz y realiza 200 muestras cada segundo.

Este aparato sirvió de manera cualitativa, para determinar o no la existencia de una señal en el fotodetector después de encender el láser y poner a girar los discos. Sin embargo, debido a los bajos niveles de las señales y a que su forma de onda era relativamente compleja (por la existencia de señales de más de una sola frecuencia), se decidió utilizar preferentemente el analizador de espectros para los análisis cuantitativos.



Fotografía 5.F.45. Osciloscopio digital marca Gould modelo DSO 475.

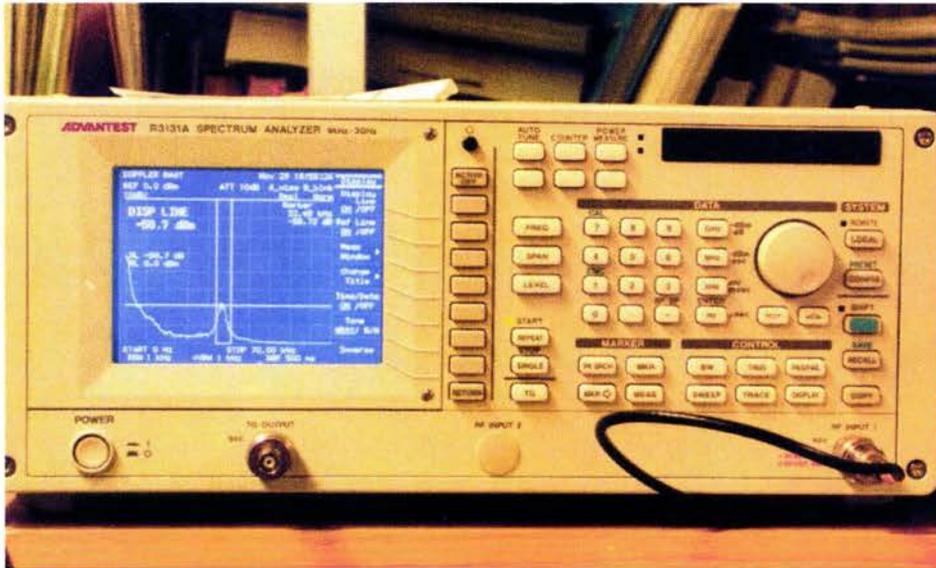
5.2.7.4. Analizador de espectros de radiofrecuencia

Se utilizó el analizador de espectros de radiofrecuencia mostrado en la [fotografía 5.F.46](#), marca Advantest modelo R3131A con generador sincronizador y funciones de calibración y sintonía automáticas. Su rango de operación es de 9 kHz a 3 GHz. Su entrada está limitada a +30 dBm o 50 VDC, con entrada de conector tipo N e impedancia de entrada de 50 Ω . Su rango de temperaturas de operación va de 0 a 50 $^{\circ}\text{C}$. Para la protección de sus circuitos, el analizador de espectros cuenta con un atenuador de entrada, con rango de atenuación de 0 a 50 dB en pasos de 10 dB. Posee un rango de niveles de referencia de -64 a +40 dBm en modo logarítmico y de 141.1 μV a 22.36 V en modo lineal. Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).

Este dispositivo permite ajustar los anchos de banda de video y resolución para obtener gráficas con barridos más rápidos o más detalladas con barridos más lentos. Es posible trabajar en el modo de promedio

del canal, donde se obtiene continuamente el promedio de las últimas veinte lecturas (barridos) y desplegar el resultado en la pantalla. Esto limpia considerablemente la curva espectral de la señal, considerando que la mayor parte del ruido es aditivo y tiene media cero.

Es posible mandar a impresión las gráficas de la pantalla por medio de un conector paralelo de 25 pines, así como guardar la información de las gráficas en la memoria interna del dispositivo o como archivos .BMP en discos flexibles de 3.5 pulgadas.



Fotografía 5.F.46. Analizador de espectros de radiofrecuencia marca Advantest modelo R3131A. En su pantalla aparece la gráfica de una señal Doppler.

5.2.8. Herramientas y materiales diversos

Como medida de protección de la vista y para poder apreciar de mejor manera el punto luminoso del haz láser sobre pantallas, películas, papeles, etc., se utilizaron los anteojos mostrados en la [fotografía 5.F.47](#).



Fotografía 5.F.47. Anteojos protectores para filtrar luz roja.

Permiten filtrar la luz roja con una transmisión aproximada de $T = 10^{-4}$ para $\lambda = 632.8$ nm (esto es, una densidad óptica de 4). Para mayores detalles, consúltese el [Apéndice C](#).

Para ajustar, atornillar, nivelar, orientar, montar y desmontar los diversos materiales e instrumentos de la instalación experimental, se hizo uso de un juego de herramientas disponible en el laboratorio ([fotografía 5.F.48](#)). Dentro de las herramientas más importantes destacan llaves y desarmadores para los tornillos y tuercas de montaje, un vernier, una regla L, un nivelador, un flexómetro, diversas pinzas, un juego de limas y una cortadora circular para taladro.



Fotografía 5.F.48. Juego de herramientas.

Se utilizaron pliegos de distintos tipos de papel, micas autoadheribles y plásticos que pueden observarse en la [fotografía 5.F.49](#) para diversas tareas, como aislar la instalación de la luz ambiental, servir como material de relleno en abrazaderas, forrar ciertos elementos de la instalación –por ejemplo, la base de madera que sostiene al microscopio–, e incluso para fabricar con ellos los diafragmas que se consideraron necesarios, con ayuda de la navaja de compás mostrada en la [fotografía 5.F.49\(b\)](#). Para evitar ensuciar los elementos ópticos y los diversos tipos de papel semitransparente se utilizaron guantes de látex para manejarlos, y para hacer las perforaciones centrales pequeñas de los diafragmas fabricados se utilizó un juego de sacabocados ([fotografía 5.F.50](#)).

(a)

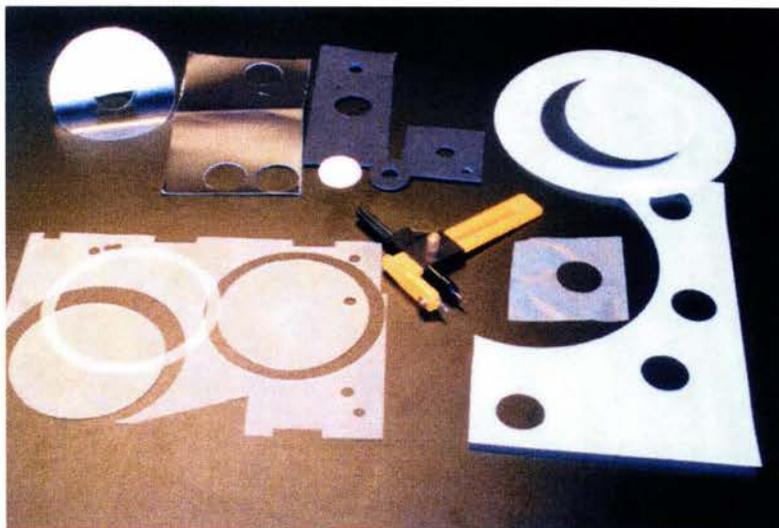


Fotografía 5.F.49. Pliegos de distintos tipos de papel y plásticos utilizados en la construcción de la instalación experimental.

(a) Papel corrugado negro para aislar la instalación de la luz ambiental, hules espuma utilizados como relleno en abrazaderas.

(b) Mica autoadherible, papel fotográfico negro, cartulina ilustración, papel albanene y películas plásticas, utilizadas para crear círculos, anillos circulares, diafragmas y pantallas, utilizando la navaja circular mostrada.

(b)



Fotografía 5.F.50. Juego de sacabocados y guantes de látex utilizados para la fabricación de diafragmas y pantallas.

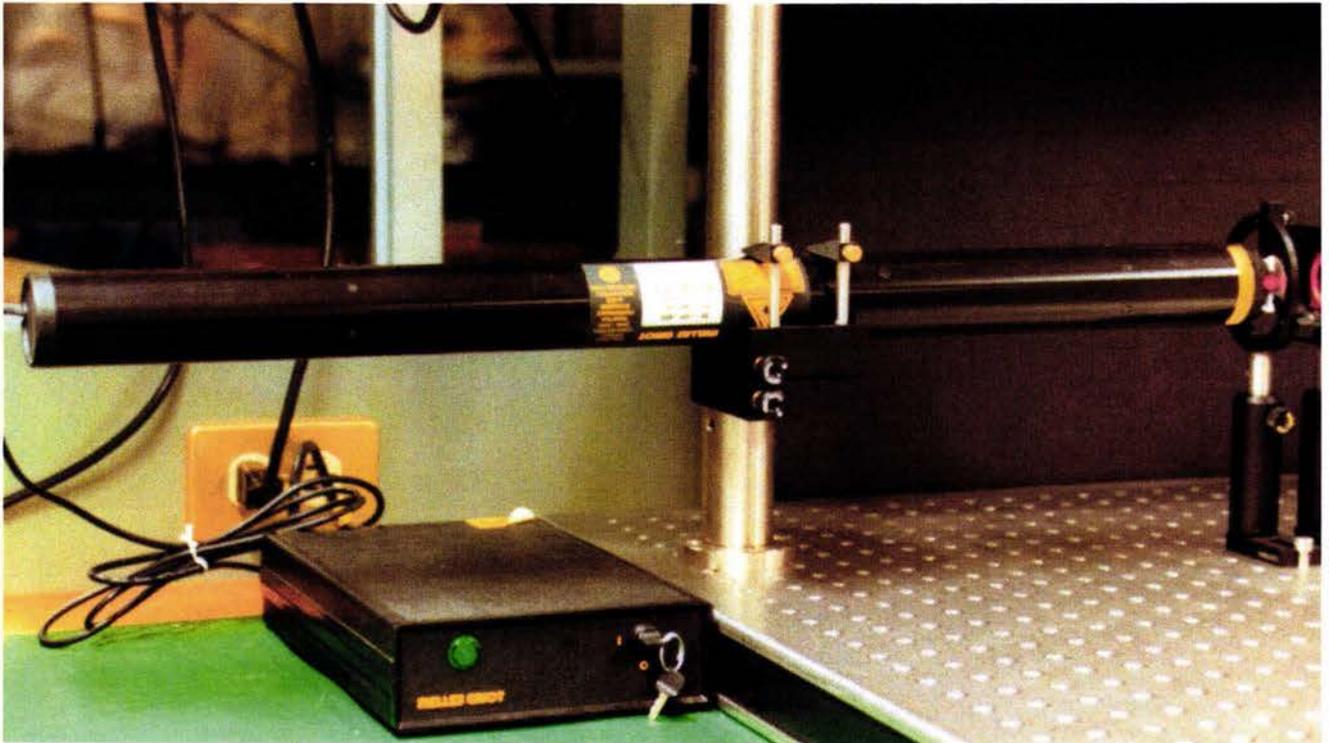
5.3. Diseño y construcción de la instalación experimental láser Doppler

En la presente Sección se describe detalladamente el diseño y el proceso de construcción de la instalación experimental de anemometría láser Doppler. Para una mejor comprensión, se llevará a cabo una narración cronológica progresiva dividida en etapas, mostrándose *figuras* y *fotografías*. Es necesario mencionar que las *figuras* que aparecerán de aquí en adelante no están trazadas a escala, pues de hacerlo así los elementos dibujados tendrían dimensiones demasiado pequeñas, lo cual impediría apreciarlos adecuadamente.

5.3.1. Etapa 1

Como primer paso de la construcción de la instalación experimental, se montó el láser de helio neón en el sujetador cinemático para láser, fijando éste a su vez en un poste de la Serie P colocado en la esquina posterior izquierda de la mesa óptica, como se muestra en la *fotografía 5.F.51*. Se niveló el láser ajustando los tornillos de inclinación vertical y horizontal del sujetador, con ayuda de un nivel para verificar que no existiera inclinación respecto de la horizontal.

Para verificar la polarización lineal del láser (que se suponía vertical, dada la orientación del láser en el sujetador), se montó el filtro polaroide en un portalentes LH2/M soportado por un poste TR y se colocó entre la apertura del láser y una pantalla, se giró el filtro y se verificó que el punto de luz en la pantalla casi desaparecía cuando el eje de transmisión del filtro se encontraba en posición horizontal.



Fotografía 5.F.51. Montaje definitivo de la fuente óptica láser.

Con la finalidad de dividir en dos el haz láser para posteriormente (mediante espejos, lentes o prismas) producir el volumen de medición mediante su cruce, se consideró apropiado el uso de un cubo divisor de haz no polarizante. Para verificar que dicho cubo efectivamente no polarizara la luz en sus dos salidas, se colocó el cubo en una plataforma cinemática de montaje KM-B (Sección 5.2) y se llevaron a cabo pruebas con el filtro polaroide similares a las realizadas con el láser, verificando que ambos haces resultantes poseyeran la misma polarización. Sin embargo, fue posible percatarse de demasiado esparcimiento en las facetas del cubo y de una diferencia considerable entre las intensidades de ambos haces, por lo cual se utilizó un cubo de mayor calidad, marca Melles Griot modelo 03BSL044 (fotografía 5.F.2 (b)). Aunque no poseía recubrimiento antirreflejante, dicho cubo dividía el haz original en dos haces de prácticamente la misma intensidad.

El siguiente paso para el diseño del sistema óptico de la instalación experimental fue hallar un espejo o prisma para alinear ambos haces de manera paralela. El espejo metálico mostrado en la fotografía 5.F.7 fue colocado en una montura cinemática KM100T (Sección 5.2). Se ajustó su inclinación de la mejor manera posible para que ambos haces fuesen paralelos, verificando el paralelismo en una pantalla de papel milimétrico que se recorría a lo largo de la trayectoria de los haces. De esta manera se consiguió dividir el haz proveniente del láser en dos haces paralelos.

Se observó que el tamaño de los puntos de ambos haces era muy pequeño (diámetros de menos de 0.5 mm), lo cual podría producir grandes dificultades de alineación y observación de los haces cuando éstos fuesen desviados por la lente, debido a los efectos de las lentes en la anchura de los haces gaussianos (consúltese el Apéndice B). Por ello, para facilitar la ubicación de la zona del cruce, se consideró conveniente un ensanchamiento inicial del haz proveniente de la fuente láser mediante el uso de un par de lentes en una configuración de telescopio kepleriano invertido (consúltese el Apéndice B). El sistema expensor del haz se formó con las lentes L_2 y L_1 , debido a que la relación entre sus distancias focales era la mayor de todas (consúltese la Tabla 5.2, Sección 5.2.2.2). Dichas lentes fueron colocadas con la separación adecuada y ubicando sus ejes ópticos en la trayectoria del haz láser, tal como se muestra en la figura 5.1, considerando un valor del rango de Rayleigh del haz intermedio (situado entre ambas lentes) de $z_0'' = 2.4$ mm, cuya obtención se describe a continuación.

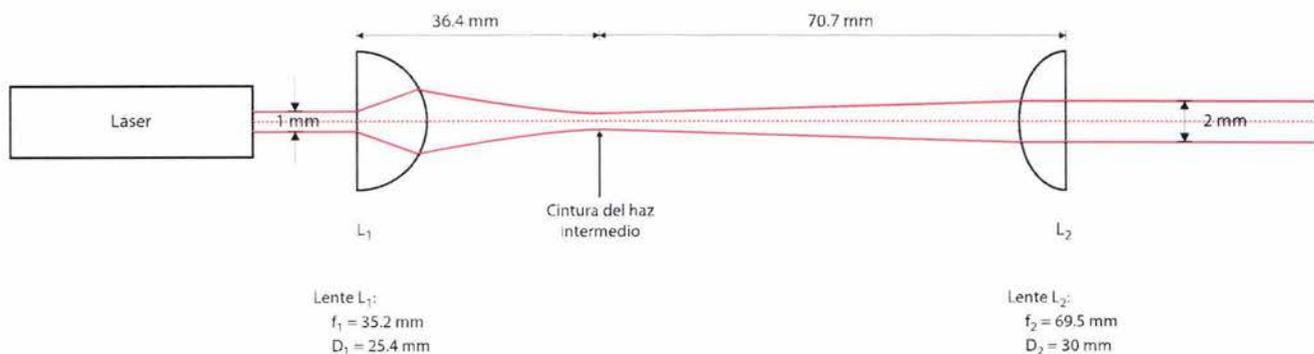


Figura 5.1. Ubicación de las lentes L_1 y L_2 para formar el sistema expensor de haz.

Suponiendo que la separación entre la cintura original del haz dentro de la cavidad resonante del láser y el centro de la primera lente era de $z \approx 830$ mm, tomando en cuenta las características del láser mostradas en la [Tabla 5.1](#) y lo establecido en el [Apéndice B](#), se tiene que:

$$z_0'' = \left(\frac{f_1}{z - f_1} \right)^2 z_0 = \left(\frac{35.2 \text{ mm}}{(830 - 35.2) \text{ mm}} \right)^2 \cdot 1228 \text{ mm} = 2.408 \text{ mm} \approx 2.4 \text{ mm} \quad (5.3.1)$$

y la separación entre ambas lentes debe ser $d = f_1 + f_2 + z_0''$ (consúltese el [Apéndice B](#)).

5.3.2. Etapa 2

Debido a que en un inicio sólo se contaba con los postes de la Serie P ([Sección 5.2.4.2](#)) se utilizaron adaptador MA2/M ([Sección 5.2.4.8](#)), abrazaderas de montaje Serie P ([Sección 5.2.4.5](#)) y placas de ángulo recto AP90/ ([Sección 5.2.4.11](#)) para conectar a dichos postes las plataformas de montaje ([Sección 5.2.4.6](#)), las monturas para prismas ([Sección 5.2.4.10](#)) y otros elementos necesarios. Sin embargo, la separación que existía entre cualquiera de las dos plataformas llegaba a ser tan grande que la separación entre los haces paralelos era de alrededor de 40 mm, impidiéndoles incidir simultáneamente sobre cualquiera de las lentes para poder cruzarse, pues las lentes más grandes tenían un diámetro de apenas 40 mm. La primera idea para resolver este problema consistió en reducir

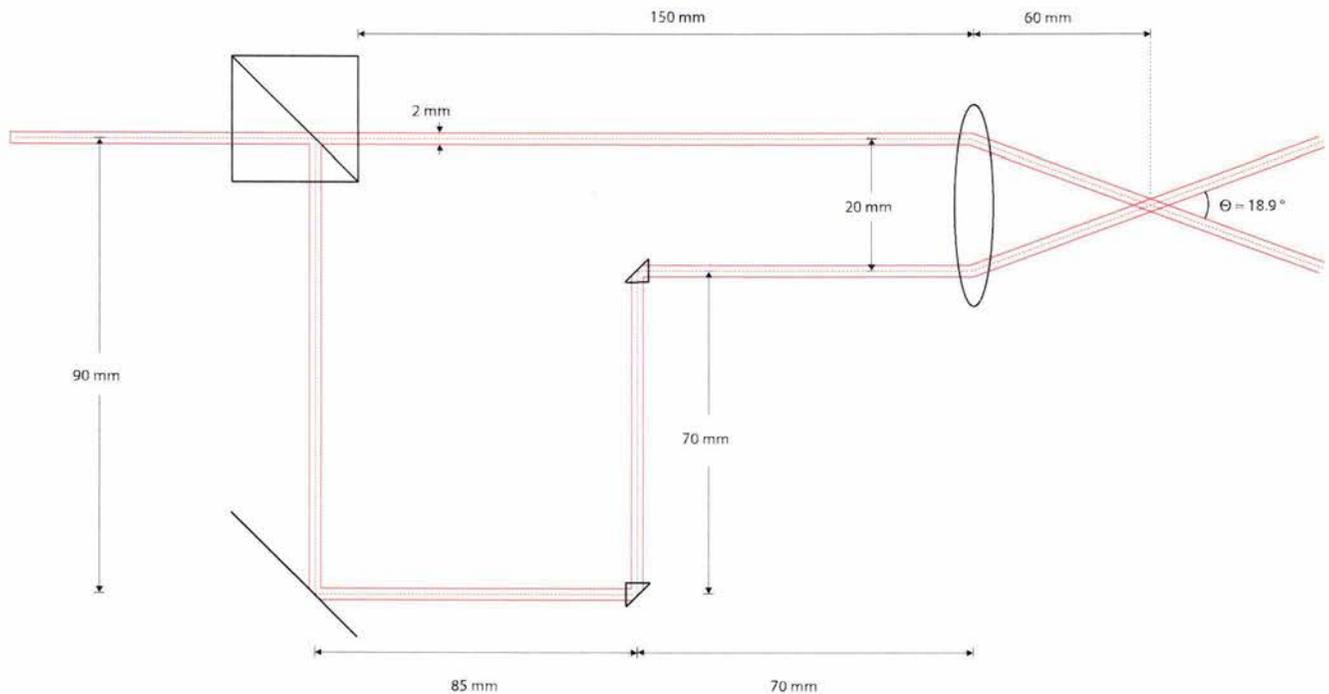


Figura 5.2. Esquema de la primera versión del sistema óptico de división y alineación de haces. Para disminuir la separación entre los haces se utilizaron los pequeños prismas de ángulo recto mostrados.

la distancia entre ambos haces modificando la trayectoria de uno de ellos con ayuda de otros dos prismas de ángulo recto, como se muestra en la [figura 5.2](#). Sin embargo, dichos prismas eran demasiado pequeños (consúltese la [Sección 5.2.2.3](#) y véanse las [fotografías 5.F.3](#) y [5.F.4](#)), por lo que su posicionamiento y ajuste se dificultaban; además, presentaban efectos de bordes y reflexiones tan fuertes que las intensidades de ambos haces diferían notablemente. Aunado a ello, las grandes dimensiones de los postes de la Serie P y las bases de la serie PB, así como la falta de un número suficiente de adaptadores MA2/M, monturas para prismas KM100-P/M y placas de ángulo recto AP90/M únicamente permitirían montar una lente más (la que produciría el cruce), con el problema de no poder montar ningún fotodetector ni el modelo del objeto en movimiento (que ya se había determinado para entonces que serían discos giratorios).

Se adquirió entonces material de montaje más versátil, ligero y cómodo, consistente en los postes de la serie TR y sus respectivos portapostes y bases, cuyas menores dimensiones (consúltese la [Sección 5.2](#)) permitirían un mejor acomodo de los diversos elementos ópticos que conformarían el sistema óptico de división y alineación del haz, así como la inclusión de un diafragma entre las lentes del sistema expensor del haz.

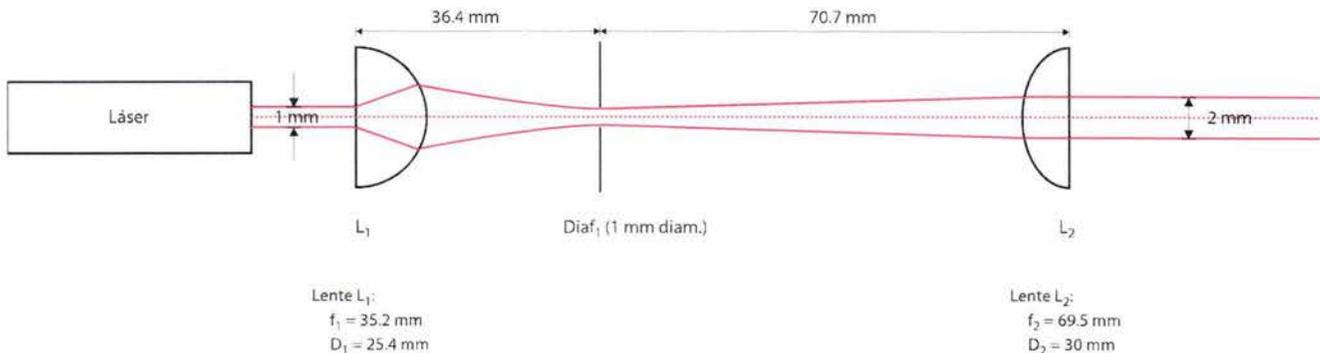


Figura 5.3. Sistema expensor de haz con diafragma de 1 mm de diámetro ubicado en la cintura del haz intermedio para filtrado espacial.

5.3.3. Etapa 3

Con el nuevo material de montaje se rediseñaron los sistemas expensor y divisor del haz. Entre las lentes L₁ y L₂ se introdujo el diafragma Diaf₁ (hecho de cartulina ilustración negra), colocado en una unidad de translación XY ([Sección 5.2.4.17](#)), para limpiar la imagen del punto del haz láser mediante un filtrado espacial (véase la [figura 5.3](#)). Su ubicación en el eje óptico es la misma que la de la cintura del haz existente entre ambas lentes.

La nueva configuración del sistema divisor de haz era similar a la anterior, pero con una distancia mucho menor entre el cubo divisor y el espejo gracias a que la plataforma cinemática KM-B que portaba al cubo y la montura cinemática KM100T que albergaba al espejo fueron montadas en postes TR. Ahora la separación de los haces era de 20 mm, permitiendo la incidencia simultánea de ambos haces sobre la lente L₃ sin necesidad de utilizar los prismas pequeños (véase la [figura 5.4 \(a\)](#)).

Antes de colocar definitivamente la lente L_5 , se realizaron pruebas de paralelismo de los haces para asegurar el cruce de los mismos, colocando una pantalla de papel y recorriéndola a lo largo de la trayectoria del haz original para observar con ayuda de los anteojos protectores (Sección 5.2.8) la divergencia de ambos puntos de luz y corregirla. Se notó entonces en la pantalla que la anchura del haz proveniente del espejo cambiaba con la distancia. Se revisó la superficie del espejo y se observó que además de estar sumamente rayada, la superficie no era perfectamente plana, lo cual producía una reflexión difusa en lugar de especular.

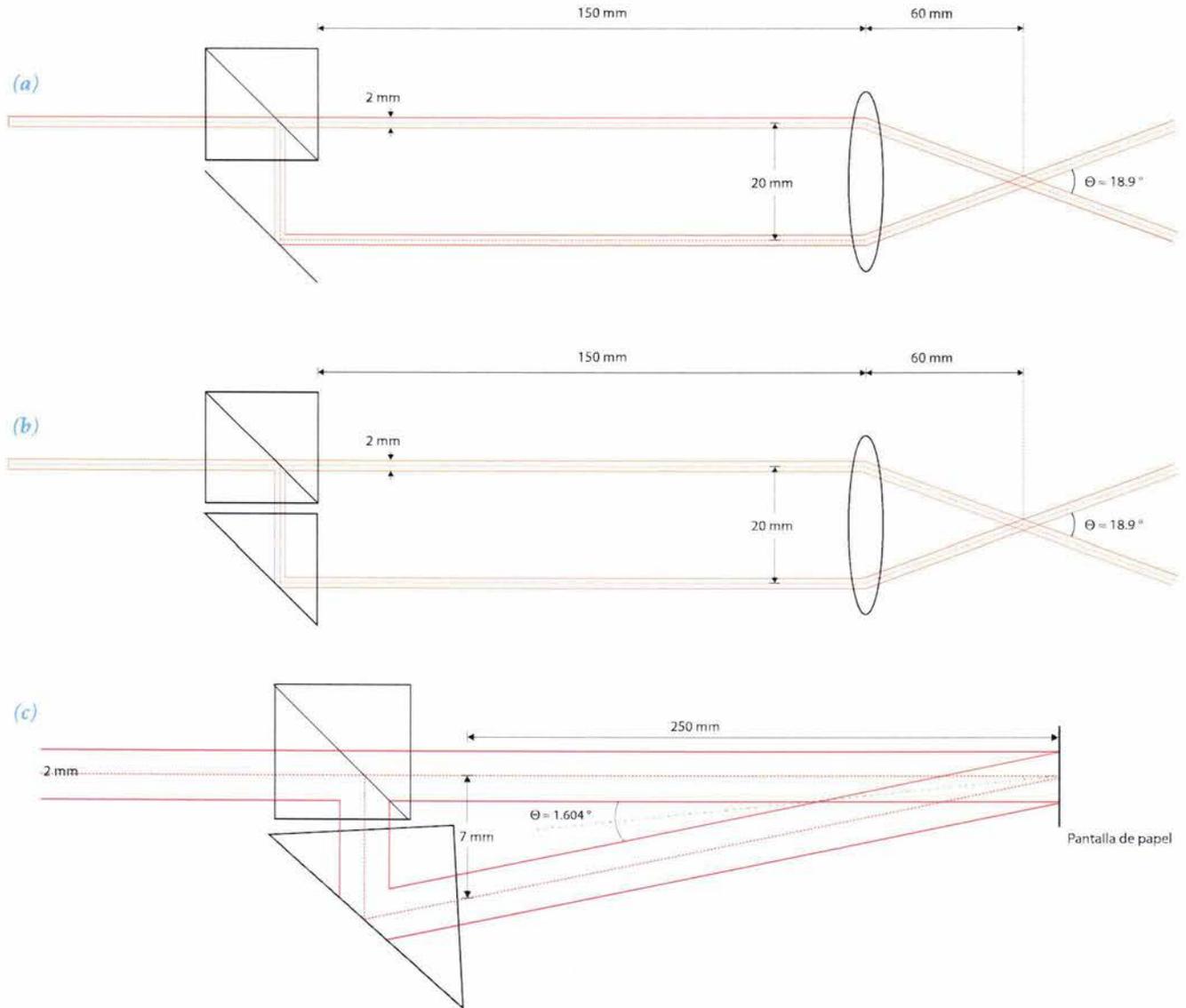


Figura 5.4. (a) Sistema divisor con espejo y lente de cruce de haces L_5 . (b) Sistema divisor con prisma y lente L_5 . (c) Sistema divisor con prisma inclinado y sin lente L_5 , con el cruce de los haces a una distancia de 250 mm.

Por lo tanto, se decidió cambiar el espejo metálico por un prisma dieléctrico de ángulo recto colocado en su respectiva montura (figura 5.4 (b)), que presenta la ventaja adicional de reflejar el haz por medio del fenómeno de reflexión total interna, siendo por ello la intensidad reflejada mayor que la que se alcanzaría con cualquier espejo, si bien existen efectos de pérdidas en las interfaces aire-vidrio.

Por otro lado, el ángulo de cruce de los haces era tan grande y su diámetro tan pequeño debido al efecto de la lente L_5 (véanse las figuras 5.4 (a) y (b) y consúltese el Apéndice B), que se producirían un volumen de medición y un espaciamiento de las franjas de interferencia demasiado pequeños y cercanos a la lente L_5 como para ser fácilmente ubicados y observados con el microscopio (consúltese las características generales del microscopio en la Sección 5.2.5.1). Por esta razón, se prescindió del uso de la lente L_5 y se giró el prisma de ángulo recto con el objeto de producir el cruce en una zona más lejana, contando así con un volumen de medición más grande, un periodo espacial mayor entre las franjas del patrón de interferencia y un volumen de medición más fácil de observar en el microscopio, como se ilustra en la figura 5.4 (c). Como se muestra en esta figura, se midió una separación entre los haces de 7 mm en el plano inmediatamente a la salida del cubo y el prisma.

Posteriormente se montaron pantallas de papel en monturas para espejos, y se colocaron delante del sistema divisor de haz, a diferentes distancias para ubicar la zona del espacio donde ocurría el cruce de los haces. Se llevaron a cabo los ajustes necesarios en la orientación del prisma de ángulo recto para que el cruce se diera a una distancia de aproximadamente 250 mm medida desde el plano mostrado en la figura 5.4 (c) en el cual se determina una separación inicial entre los haces de 7 mm y que de aquí en adelante se denominará plano de salida. La separación calculada entre las franjas del patrón de interferencia con base en la ecuación (1.22) del Capítulo 1, era de $\Delta x \approx 22.6 \mu\text{m}$.

Una vez determinada la zona del cruce con ayuda de los anteojos protectores y una pantalla de papel milimétrico, se llevaron a cabo algunos ajustes en el diafragma Diaf_1 y la inclusión del segundo diafragma Diaf_2 para desaparecer las múltiples reflexiones producidas por el prisma y el cubo divisor, limpiando aún más la imagen en el volumen de medición (véase la figura 5.5).

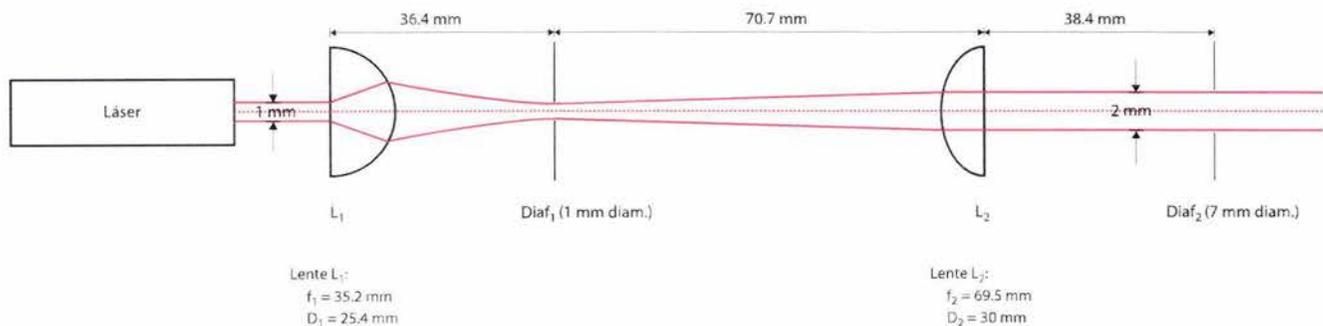


Figura 5.5. Sistema expansor de haz definitivo, mejorado con la inclusión del diafragma Diaf_2 .

5.3.4. Etapa 4

Una vez logrado el cruce de los haces, se planeó el montaje del microscopio para confirmar la existencia del patrón de interferencia. En la esquina inferior derecha de la mesa óptica se fijó con tornillos de 6 mm de diámetro y 40 mm de diámetro la prensa de banco (Sección 5.2.4.20) que sostendría al microscopio estereoscópico. Para evitar rayar o dañar la mesa óptica se colocó un hule con burbujas de aire entre ésta y la prensa de banco. Se montó el microscopio, cuidando de ubicarlo en una posición estable para evitar cualquier deslizamiento respecto de la prensa. Se intentó alinear el microscopio para observar la luz esparcida por la pantalla de papel bond colocada en el centro del volumen de medición. Para lograr dicha alineación fueron necesarias varias sesiones de montaje y desmontaje del microscopio, pues los acabados de la prensa impedían el libre giro del cuerpo cuando la base estaba perfectamente fija a la mesa óptica.

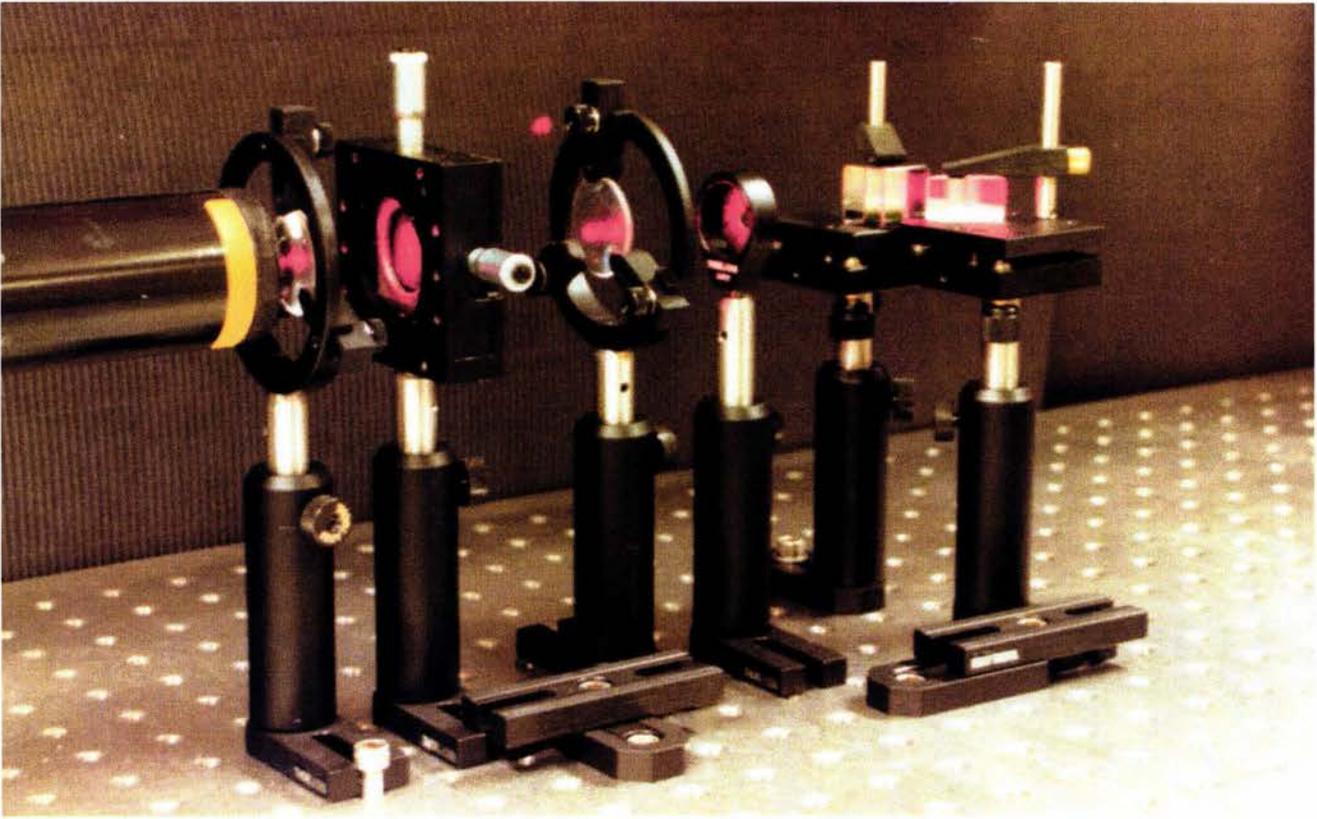
Después de varios intentos, fue posible alinear el microscopio y enfocar la pantalla de papel bond; sin embargo, no se observaba el patrón de interferencia con ninguna de las opciones de aumento del microscopio (consúltese la Sección 5.2.5.1). Se concluyó entonces que el papel bond era demasiado fibroso y demasiado grueso como para permitir la observación del patrón, que seguramente era esparcido de manera aleatoria y por lo tanto difuminado por el gran número de fibras entrelazadas de manera desordenada en dicho papel. Se buscaron entonces diversos tipos de papeles semitransparentes menos fibrosos, como el albanene de grosor mediano que se muestra en la [fotografía 5.F.49\(b\)](#), sin resultados satisfactorios. Al contemplar la posibilidad de que aún podría presentarse una difusión tal a lo largo del grosor del papel, que hiciera desaparecer el patrón de interferencia formado en la superficie de incidencia de los haces, se optó por utilizar películas de plástico semitransparente (que aparecen en la misma [fotografía 5.F.49\(b\)](#)). Además, en este caso se dibujó en la superficie de incidencia de película plástica una pequeña cruz de tinta negra, con el fin de verificar el enfoque del microscopio. Se observó que el enfoque no era perfecto, pues sólo una zona pequeña del lado izquierdo de la cruz de 2 mm x 2 mm se veía de manera relativamente nítida, ya que la película no era perpendicular al eje óptico del microscopio y además el grosor de la película era suficiente como para distorsionar la imagen.

Se concluyó entonces que sería mejor colocar el microscopio para recibir la luz en una configuración de retroesparcimiento; además, la película debería orientarse para ser perpendicular al eje óptico del microscopio, para facilitar la observación y lograr imágenes nítidas a todo lo largo de la sección del volumen de medición intersecada por el plano de la película. De otra manera se tendría que variar el tornillo de enfoque del microscopio para observar de manera nítida la parte derecha de la imagen.

5.3.5. Etapa 5

Tomando en cuenta que se realizarían modificaciones a la instalación experimental para tener una configuración de retroesparcimiento, se consideró útil una modificación extra: se giraría el prisma de ángulo recto para que el cruce se produjera al doble de la distancia inicial (esto es, a 500 mm aproximadamente), conservando la separación inicial de 7 mm entre los haces. Esto coadyuvaría a una observación más fácil del patrón de interferencia, pues el período espacial del mismo sería dos veces mayor (de un valor de $\Delta x \approx 45.2 \mu\text{m}$, como se explica en la [Sección 5.4](#)), debido a que para valores pequeños del ángulo entre los haces la relación entre éste y el período espacial de las franjas es prácticamente lineal.

Se llevaron a cabo los ajustes necesarios para realinear los haces y producir el cruce a la distancia antes mencionada, dando lugar a la configuración definitiva de los sistemas ópticos de expansión y alineación del haz, mostrados en la [fotografía 5.F.52](#) y en la [figura 5.6](#). Como puede observarse en dicha fotografía, se utilizaron algunas bases BA1 y BA1S para anclar a la mesa óptica las bases de los elementos ópticos y evitar cualquier movimiento accidental de los mismos.



Fotografía 5.F.52. Sistema óptico completo de expansión, división y alineación de haces.

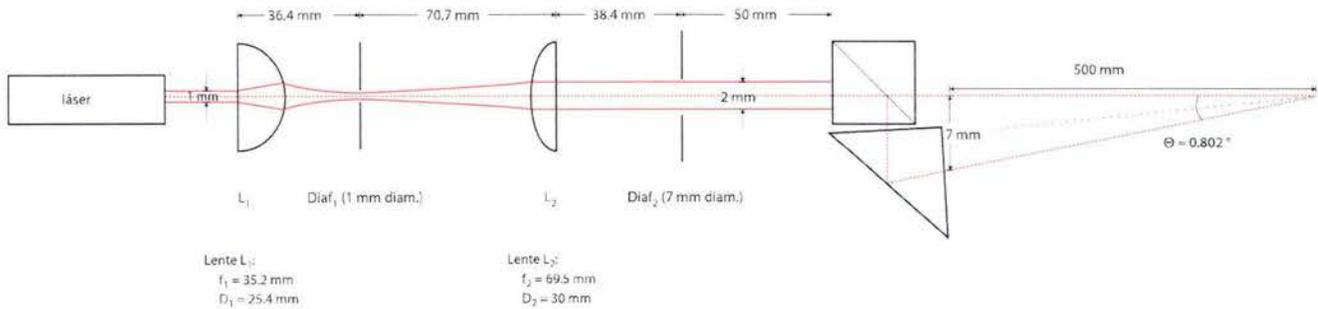


Figura 5.6. Diagrama general del sistema óptico completo de expansión, división y alineación de haces.

En la [figura 5.7](#) se ilustra de manera detallada el sistema óptico de alineación de los haces, mostrando el ángulo formado con el plano de las pantallas de papel y plástico, que a la larga sería el mismo plano de los discos giratorios.

Se planeó que el eje óptico del microscopio se debería orientar en dirección perpendicular al plano de las pantallas o viceversa, pudiéndose así obtener una imagen nítida de toda la zona observada. En esta ocasión se descartó el uso de la prensa de banco para el posicionamiento del microscopio, debido a sus dimensiones, a la dificultad para hacer ajustes finos en ella y a la dudosa confiabilidad de su capacidad de sujeción a largo plazo del microscopio, pues la cercanía que existiría entre ella y el sistema óptico definitivo podría producir vibraciones muy fuertes al ajustar la posición del microscopio y graves problemas en el supuesto caso de que el microscopio llegase a zafarse de ella. En lugar de dicha prensa, se decidió utilizar el tubo de aluminio y la base originales del microscopio, fijados en posición horizontal sobre la mesa óptica. Para ello, se utilizó una abrazadera de montaje de la Serie P ([Sección 5.2.4.5](#)) rellena con hule espuma ([Sección 5.2.8](#)) para sostener firmemente la parte inferior del tubo, como se muestra en la [fotografía 5.F.53](#). Como puede observarse en la misma fotografía, la abrazadera fue conectada a una placa de ángulo recto que se encuentra anclada a la mesa óptica con ayuda de dos bases BA2 apiladas y tornillos de 6 mm x 40 mm.

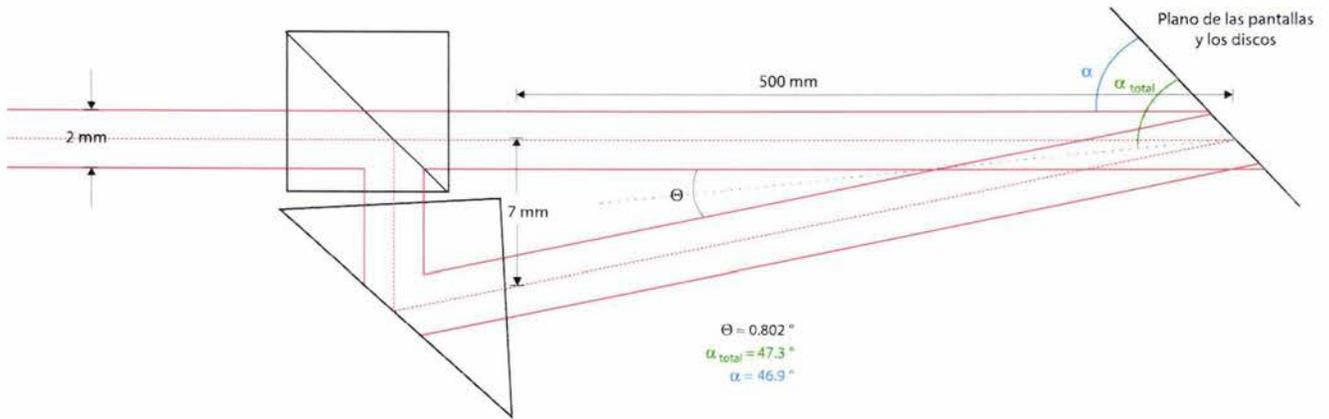
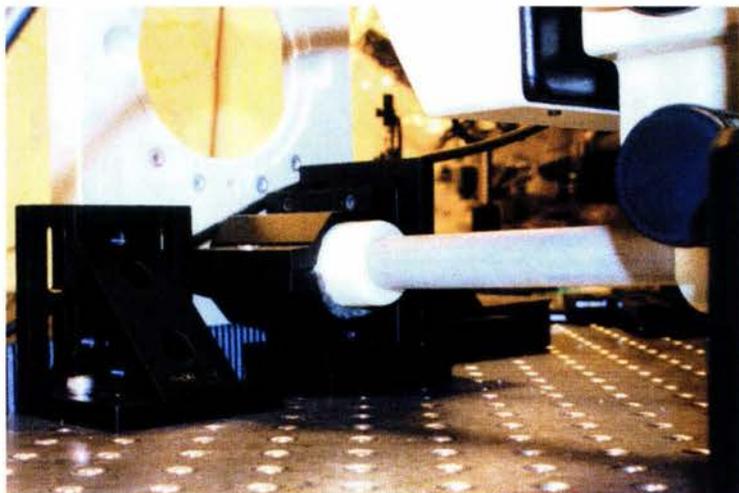


Figura 5.7. Diagrama detallado del sistema de alineación de los haces. Se muestra el ángulo que forman los haces y su bisectriz con el plano de las pantallas plásticas y de papel, que sería el mismo plano de los discos de acrílico.

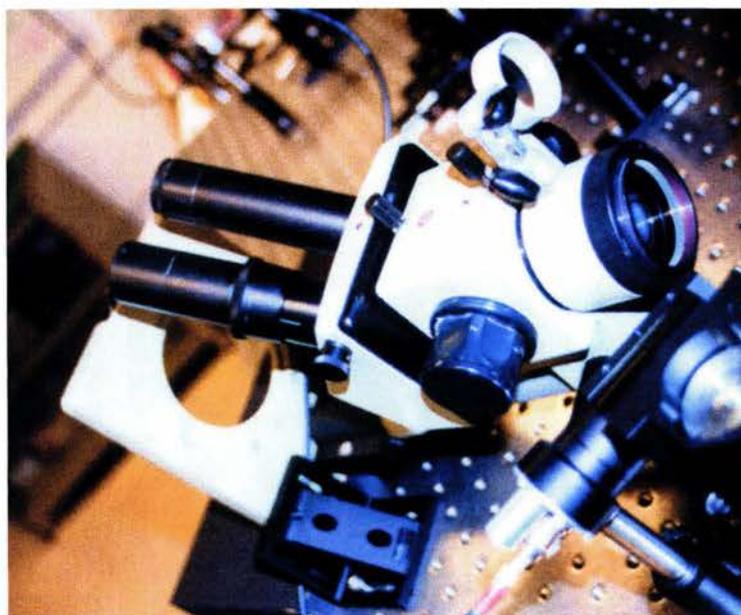
Para impedir que la base soldada al tubo girase, fue recargada sobre una tabla de madera que posteriormente fue forrada con papel corrugado negro, evitando así cualquier contaminación del área de trabajo con astillas y dando mejor apariencia a la instalación. Además, la tabla fue anclada con una placa de ángulo recto para otorgar mayor estabilidad y evitar cualquier movimiento longitudinal no deseado del microscopio (véase la [fotografía 5.F.53](#)).

Se invirtió la posición del cuerpo del microscopio en el tubo y se fijó fuertemente a él, tal como puede observarse en la [fotografía 5.F.54](#). Para sostener el extremo superior del tubo de aluminio (esto es, del lado de la lente objetivo) se utilizó un sujetador V modelo C1502/M (consúltese la [Sección 5.2.4.4](#)), montado

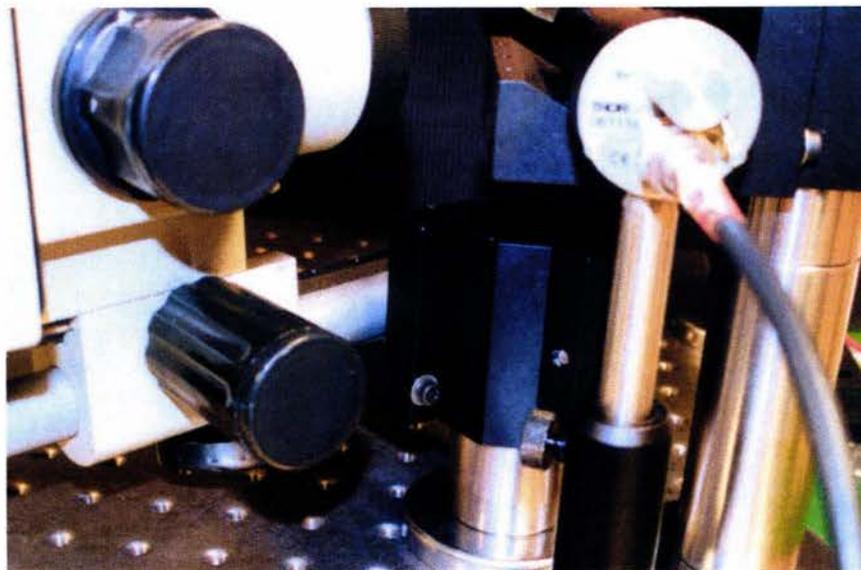
en un poste de la Serie P de 70 mm de altura (Sección 5.2.4.2), el cual estaba anclado a la mesa óptica por medio de una base magnética PMB3 (Sección 5.2.4.3), para poder girar con libertad dicho extremo del tubo durante el alineamiento del microscopio (véase la fotografía 5.F.55).



Fotografía 5.F.53. Sujeción y montaje de la base del microscopio mediante abrazaderas de montaje Serie P, bases BA2 y placas AP90/M. Nótase el relleno de hule espuma en la abrazadera y el anclaje longitudinal proporcionado por la placa AP90/M del lado izquierdo.



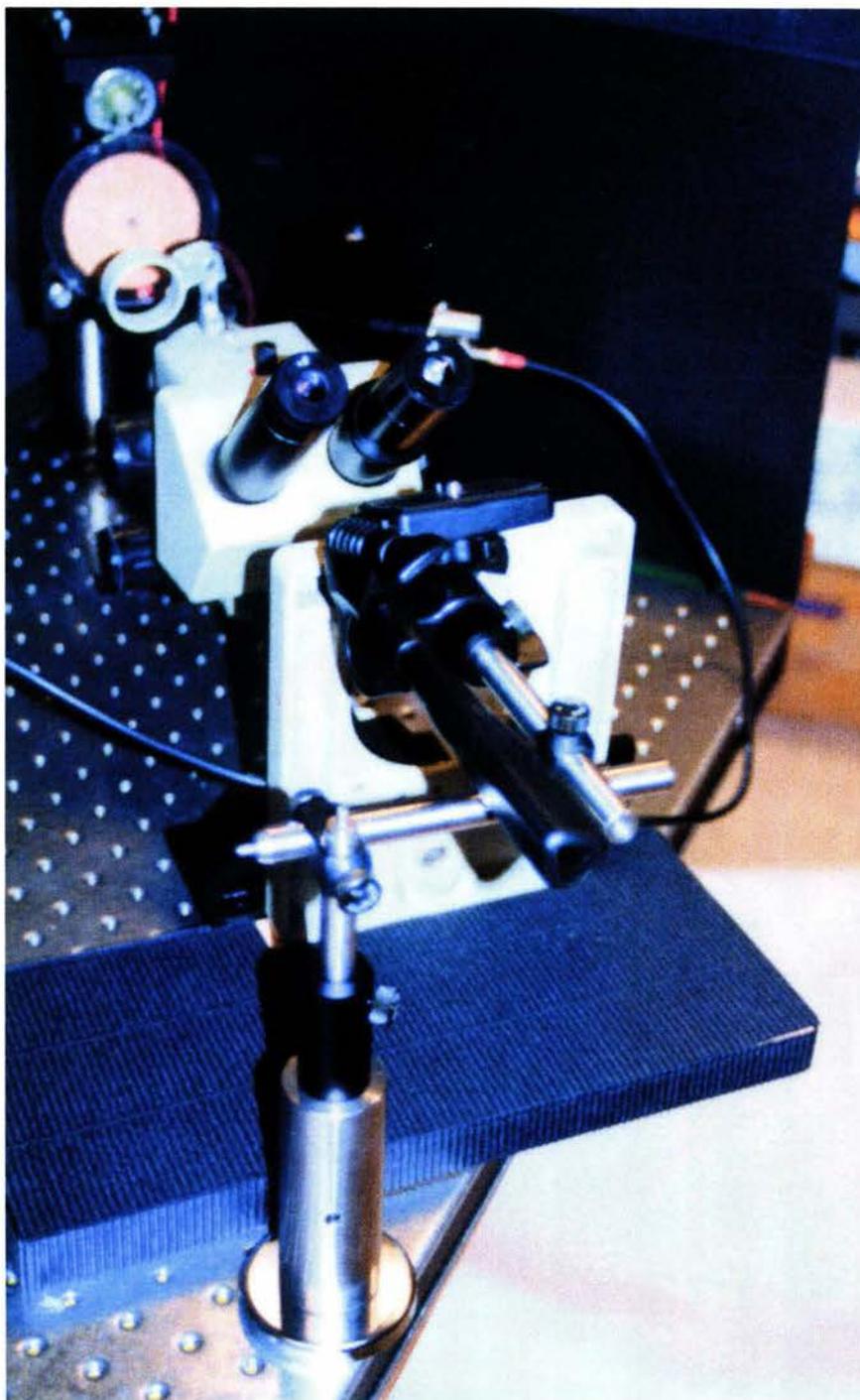
Fotografía 5.F.54. Microscopio montado en su tubo original en posición invertida (la lente objetivo no mira hacia la base, sino a la zona del cruce de los haces).



Fotografía 5.F.55. Detalle de la sujeción del extremo del tubo del microscopio. El uso de la base magnética *PMB3* y el sujetador *V* permitió alinear libremente el tubo tanto horizontal como verticalmente.

Con el láser encendido y teniendo la pantalla la inclinación mostrada en la [figura 5.7](#), se ajustó la posición del microscopio hasta que el punto de luz de la pantalla estuvo en el centro de su campo visual, aunque no estuviese perfectamente enfocado. Una vez lograda la visualización se fijó la altura de la abrazadera del C1502/M en el poste Serie P y se ajustó la inclinación del sujetador “V” para adecuarse perfectamente a la del tubo de aluminio. Asimismo se fijaron las placas de ángulo recto mencionadas anteriormente para anclar la parte posterior del tubo del microscopio, y se procedió a ajustar su enfoque para observar claramente el patrón de interferencia, habiendo modificando la inclinación del tubo de aluminio según convino. Se realizaron entonces pruebas de visualización y enfoque del patrón con diversos valores de aumento y con películas de distintos materiales, como papel bond, papel albanene, plástico transparente, plástico difuso, para encontrar el material que según sus características de esparcimiento permitiera observar la imagen más nítida posible en el microscopio.

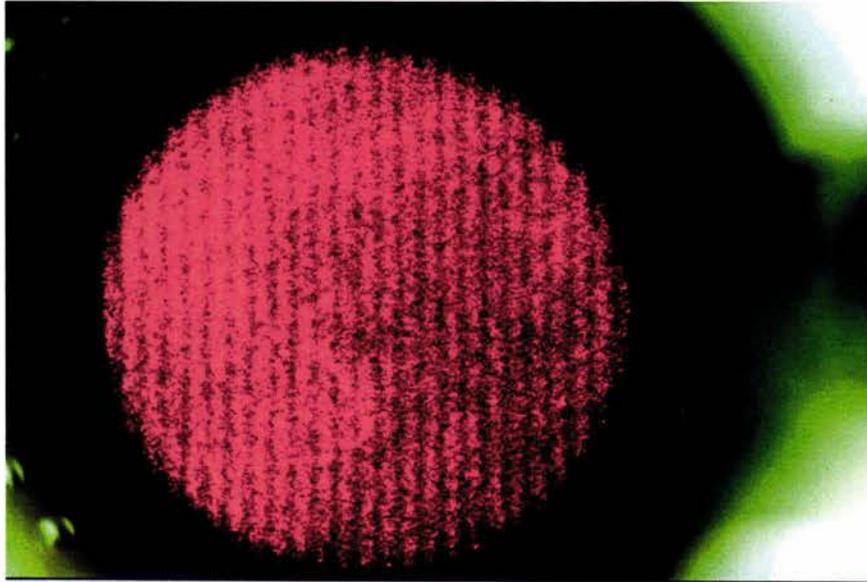
Una vez logrado lo anterior, se adaptó la base de un trípode con ayuda de postes de las Series P y TR ([Secciones 5.2.4.2 y 5.2.4.12](#)), abrazaderas RA90/M ([Sección 5.2.4.21](#)), portapostes de la Serie PH ([Sección 5.2.4.13](#)) y una base magnética *PMB3* ([Sección 5.2.4.3](#)), creando el arreglo que se muestra en la [fotografía 5.F.56](#) para poder fotografiar el patrón de interferencia desde uno de los oculares del microscopio con la cámara réflex ([Sección 5.2.5.2](#)) utilizando una película de 35 mm ISO 400. Se utilizaron la base magnética y un poste Serie P de 100 mm de altura como el cimiento del arreglo, puesto que su peso y la gran atracción magnética de la base hacia la mesa óptica compensarían el momento producido por el peso de la cámara y la considerable longitud de los postes TR utilizados (de 150 mm cada uno, excepto el vertical de 75 mm, sostenido por un portapostes PH de 50 mm). La base para cámara se engarzó cuidadosamente en un portapostes PH de 50 mm fijado en el extremo de uno de los postes TR largos. Se ajustaron los postes TR tanto en los portapostes como en las dos abrazaderas de ángulo recto para lograr la mayor cercanía posible entre la lente objetivo de la cámara y el ocular del microscopio.



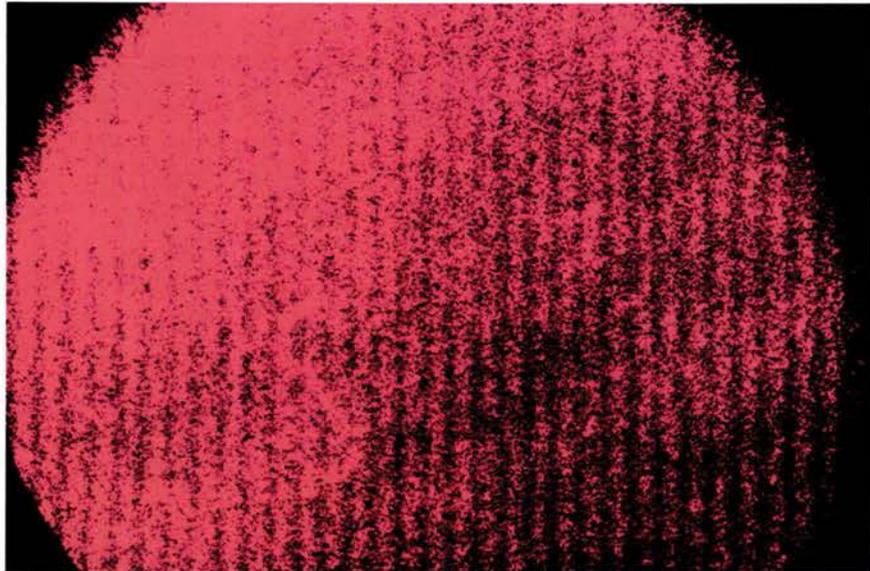
Fotografía 5.F.56. Arreglo para fijar la cámara fotográfica.

Se observó entonces a través del ocular de la cámara y se centró, encuadró y enfocó la imagen del patrón de interferencia mediante un ajuste fino de los postes TR, la inclinación de la base para cámara y el valor de acercamiento (zoom) de su lente. Se hicieron diversos experimentos durante las sesiones fotográficas respecto de las combinaciones de los valores de apertura de diafragma y de velocidad de obturación, para

obtener las mejores tomas posibles. En las fotografías 5.F.57 y 58 se muestran dos de las mejores imágenes obtenidas de las franjas verticales del patrón de interferencia sobre una película delgada de plástico semitransparente. Era posible su observación sin necesidad de utilizar los anteojos protectores, pues la intensidad reflejada por la película seleccionada era considerablemente menor que la transmitida.



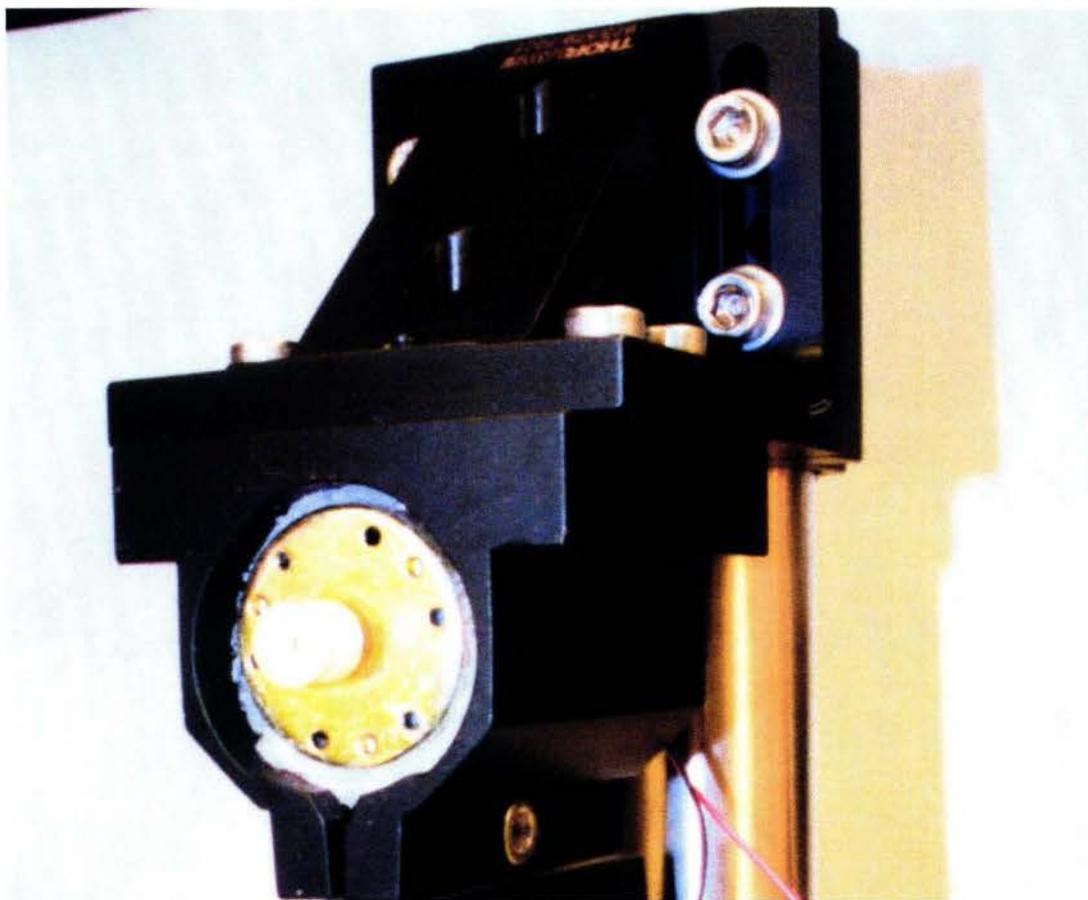
Fotografía 5.F.57. Patrón de interferencia observado desde el ocular del microscopio con un aumento total de 56x (los halos negro y verde son el cuerpo del ocular y la mesa óptica al fondo). Nótese las franjas verticales de alta y baja intensidad luminosa.



Fotografía 5.F.58. Acercamiento del patrón de interferencia (aumento total de 56x).

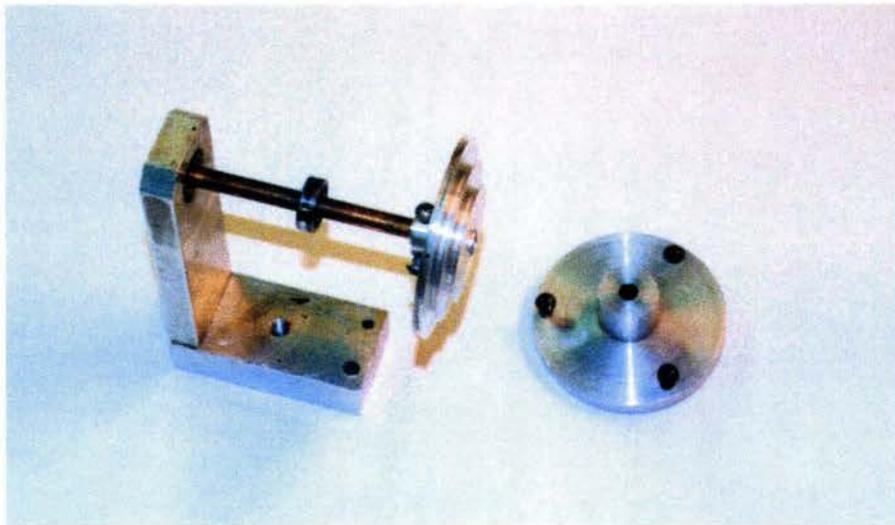
5.3.6. Etapa 6

Habiendo obtenido satisfactoriamente las fotografías del patrón de interferencia, comenzaron las actividades encaminadas a diseñar y construir el modelo de los objetos en movimiento. En primer lugar, se revisó que la velocidad angular del motor variase en función de la diferencia de potencial aplicada. Luego se buscaron materiales para montarlo. Se utilizó una abrazadera de montaje de la Serie P (Sección 5.2.4.5) para albergar al motor. Como puede observarse en la [fotografía 5.F.59](#), el espacio entre el motor y la abrazadera fue relleno con hule espuma. Como lo muestra la misma fotografía, la abrazadera fue conectada a una placa AP90/M (Sección 5.2.4.11) y con otra abrazadera el conjunto fue montado en un poste Serie P de 350 mm, permitiendo un rango amplio de alturas para el conjunto.



Fotografía 5.F.59. Motor de corriente continua y su montaje en una abrazadera Serie P.

Una vez logrado lo anterior se buscó material para construir la base de los discos giratorios y se comenzó a planear cómo se conectaría dicha base con el motor. En la [fotografía 5.F.60](#) se muestra lo que constituyó la primera de las bases para los discos giratorios. Está hecha de aluminio, y como puede observarse, posee un disco giratorio con bordes acanalados para colocar en ellas bandas de hule. Aunque puede observarse que cuenta con un orificio para tornillos de 6 mm de diámetro, la rosca se encuentra estropeada e impide su uso. Por lo tanto, se fijó a la mesa óptica anclándola con bases de la serie BA ([Sección 5.2.4.14](#)) pero se notó que su poca altura impediría montar los discos grandes y no se podría colocar de manera confiable en una placa AP90/M debido a sus defectos en los orificios para tornillos. Además, su eje giratorio oponía una gran resistencia a moverse, a tal grado que al conectarla con el motor por medio de una banda de hule el motor simplemente dejaba de girar, y comenzaba a hacerlo -con bastante inestabilidad- sólo cuando el voltaje aplicado se acercaba al máximo permitido. Por lo tanto, se descartó su uso y se empleó otra base para los discos.



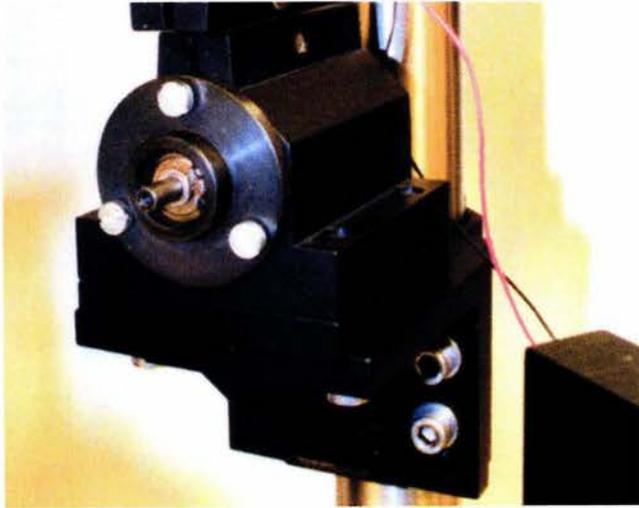
Fotografía 5.F.60. Primera base para discos giratorios. Las dificultades para posicionarla y otras de sus características descartaron la conveniencia de su uso.

Esta nueva base giratoria y su montura permitirían un mejor montaje de cualquier tipo de discos y opondrían una resistencia al giro muy baja en comparación con la base descartada, gracias a la buena calidad de las piezas de aluminio y la excelente lubricación del eje de la montura. Además, la parte trasera de la montura es circular de 1.5 pulgadas de diámetro, adecuada para ser colocada y asegurada fuertemente en una abrazadera de montaje Serie P, como se observa en la [fotografía 5.F.61\(a\)](#). En lo relativo a la base para los discos, es posible percatarse al ver la [fotografía 5.F.61\(b\)](#) que su cara es perfectamente plana, posee dos canales de diferentes diámetros (31.4 y 28.5 mm) para las bandas elásticas, teniéndose así dos posibles rangos de velocidades angulares diferentes para la misma pieza. Se fija a su montura con el tornillo de 3 mm mostrado, cuya longitud permite asimismo asegurar adecuadamente discos de hasta 6 mm de espesor.

Gracias a la posibilidad de fijar la montura para la base de los discos en una abrazadera de montaje

Serie P tanto ésta como el motor fueron colocados juntos en el mismo poste de montaje Serie P. Esta configuración del conjunto motor-base giratoria presenta la enorme ventaja de poder variar la altura del conjunto a todo lo largo del poste (véanse las fotografías 5.F.41 y 5.F.62) para dar cupo a discos grandes o pequeños y manejar diferentes distancias radiales de los haces incidentes en el disco, ampliando aún más el rango de velocidades lineales a determinar con el velocímetro láser Doppler. Se ajustó la profundidad del motor en su abrazadera para alinear su pieza plástica acanalada con el canal de 31.4 mm de diámetro de la base giratoria, teniéndose entonces la banda elástica en posición vertical. Así se tenía un sistema de poleas con relación de diámetros de 1:6.28.

Posteriormente se orientó el conjunto motor-base giratoria para que la superficie de los discos estuviese paralela a la pantalla plástica, con el fin de observar adecuadamente el patrón de interferencia ahora sobre dicha superficie. Se efectuaron pruebas de observación realizando ajustes finos pegando a la base giratoria un disco hecho de papel albanene con otro disco de cartulina ilustración pegado en su centro para otorgarle rigidez. Una vez observado en su superficie el patrón, se pensó que este disco de papel podría también servir como modelo de objeto en movimiento y se evitaría desmontarlo, pero al encender el motor las ondulaciones existentes en el anillo de papel albanene hacían imposible la observación del patrón y posteriormente repercutirían en una modulación indeseable de la amplitud de las señales Doppler en el fotodetector.

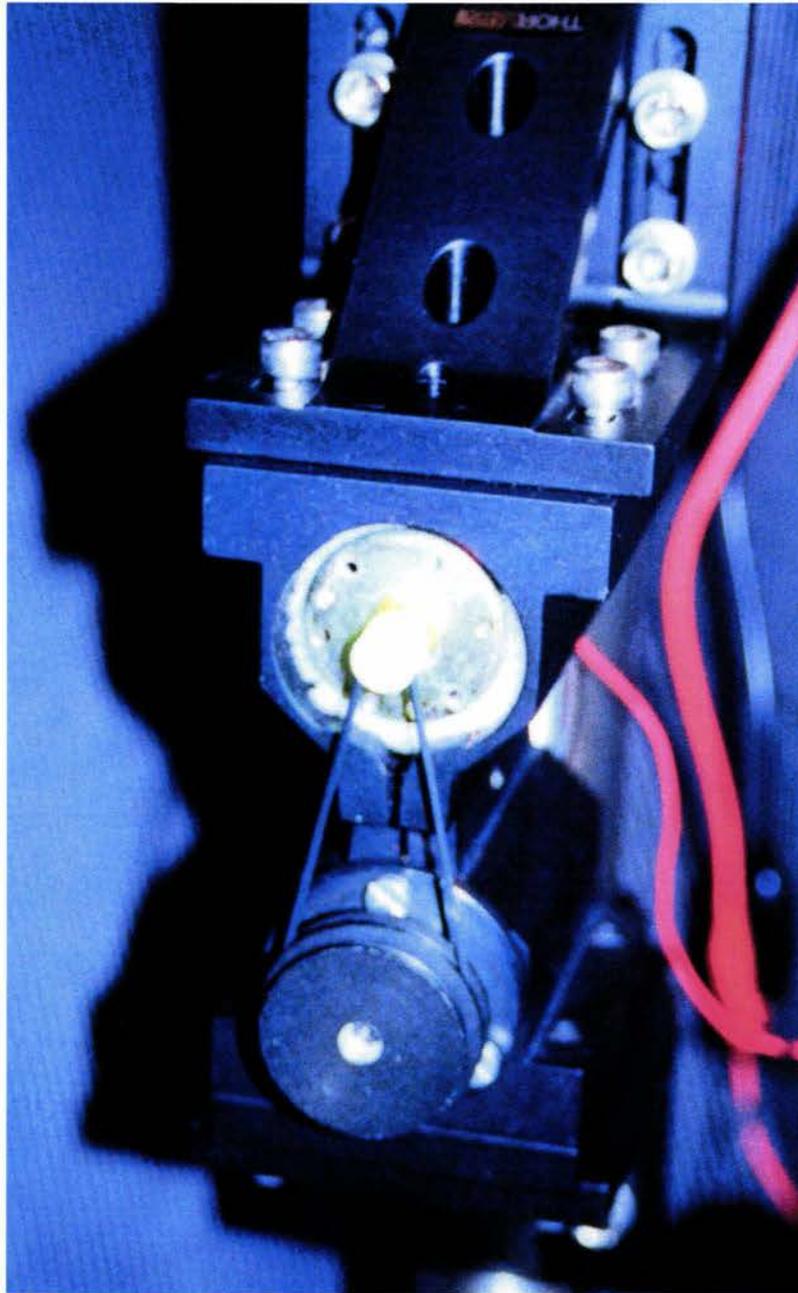


(a)



(b)

Fotografía 5.F.61. Juego de (a) montura y (b) base para discos giratorios. El tornillo sujeta la base a la montura y la banda elástica la conecta con el motor de corriente continua.



Fotografía 5.F.62. Configuración definitiva del conjunto de motor y base giratoria para discos, montado en un poste Serie P.

5.3.7. Etapa 7

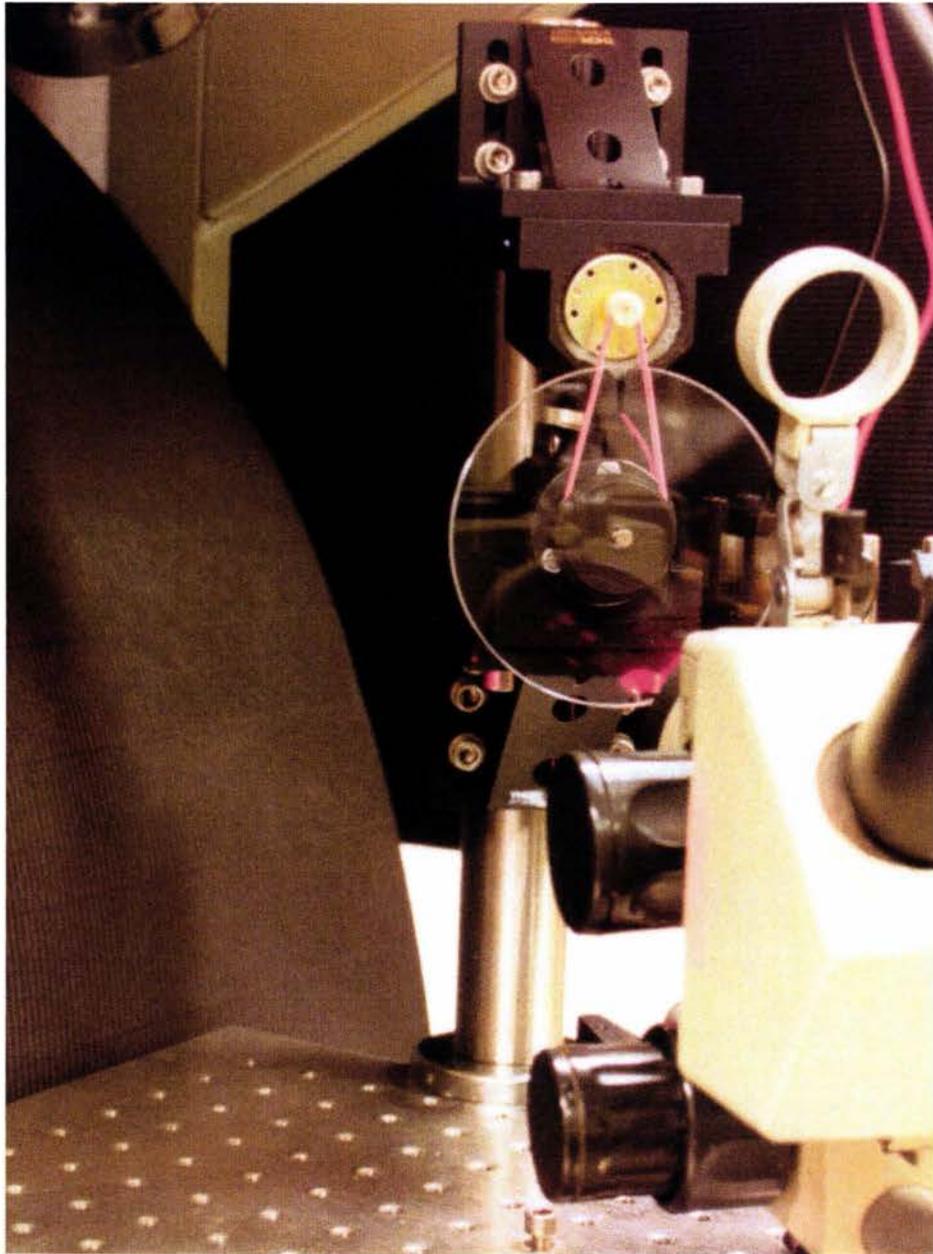
Debido a los efectos indeseables de vibración de los bordes, en lugar de discos de papel se decidió que se utilizarían discos de acrílico, pues dicho material es más rígido que el papel y menos pesado y frágil que el vidrio, y los valores de índice de refracción de diversos tipos de acrílico son semejantes a los del agua. Se montaron en la base los discos de acrílico de 2.1 mm de espesor fabricados en el mismo laboratorio (consúltese la [Sección 5.2.6](#) y véase la [fotografía 5.F.38](#)). En ellos el patrón se observaba muy bien estando detenido el motor, pero al encenderlo se producían vibraciones en las orillas de los discos que nuevamente impedían una observación clara y posteriormente producirían efectos indeseables en las señales a detectar. Aunado a lo anterior, el estado de la superficie era un tanto deficiente, ya que no todas las láminas de acrílico de las que se obtuvieron los discos contaban con protección y algunas estaban rayadas.

Para solucionar este problema se mandaron fabricar a un taller de acrílicos discos transparentes de 6 mm de espesor y de 10 y 14 cm de diámetro, algunos lisos y otros esmerilados (dos de cada tipo y de cada diámetro), para simular diferentes concentraciones y tamaños de las partículas esparcidoras de luz (véase la [fotografía 5.F.39](#)), así como otros seis discos, éstos de 4 mm de espesor y 10 cm de diámetro, con círculos de corcho de 1.59 mm de espesor pegados en ambas caras para facilitar su montura en la base giratoria y evitar su mutuo deterioro (véase la [fotografía 5.F.40](#) y consúltese la [Sección 5.2.6](#)). Como se menciona en dicha [Sección](#), se determinó con ayuda del láser y conociendo su espesor, que el índice de refracción de estos discos de acrílico era $n_{discos} = 1.58$.

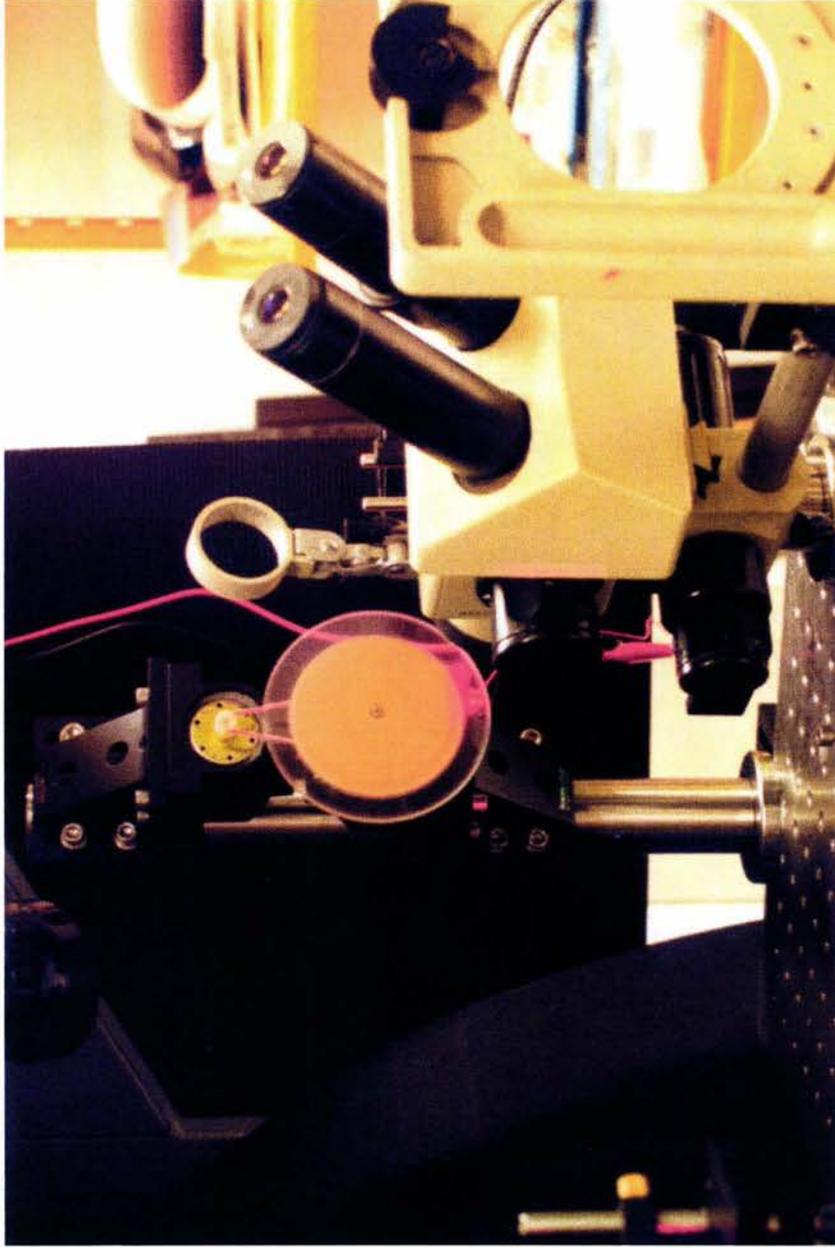
Se planeó simular diferentes concentraciones de partículas esparcidoras en diversos discos, siendo los discos transparentes y los esmerilados los representantes de las concentraciones más baja y alta respectivamente. Los discos con corcho servirían para los valores intermedios de concentración, emparedando diferentes tipos de papel, plásticos semitransparentes y diferentes cantidades de polvo de talco entre sus superficies transparentes y micas transparentes autoadheribles cortadas en forma anular a la medida entre el borde del corcho y el del acrílico (véase la [fotografía 5.F.63](#)). Se montaron varios discos de los catorce disponibles para la observación del patrón de interferencia ([fotografías 5.F.64 a 66](#)), la cual fue satisfactoria con todos ellos tanto con el motor encendido como apagado -pues gracias a su espesor no presentaban vibración alguna en sus bordes-, pero destacando las imágenes producidas por de uno de los discos con bases de corcho y concentración moderada de polvo de talco. En la [figura 5.8](#) se muestra un esquema de dicho disco y la ubicación del punto de incidencia de ambos haces en su superficie. Cuando se llevaron a cabo las pruebas de detección de la señal Doppler con el fotodetector, este disco presentó los mejores resultados (consúltese la [Sección 5.4](#)).



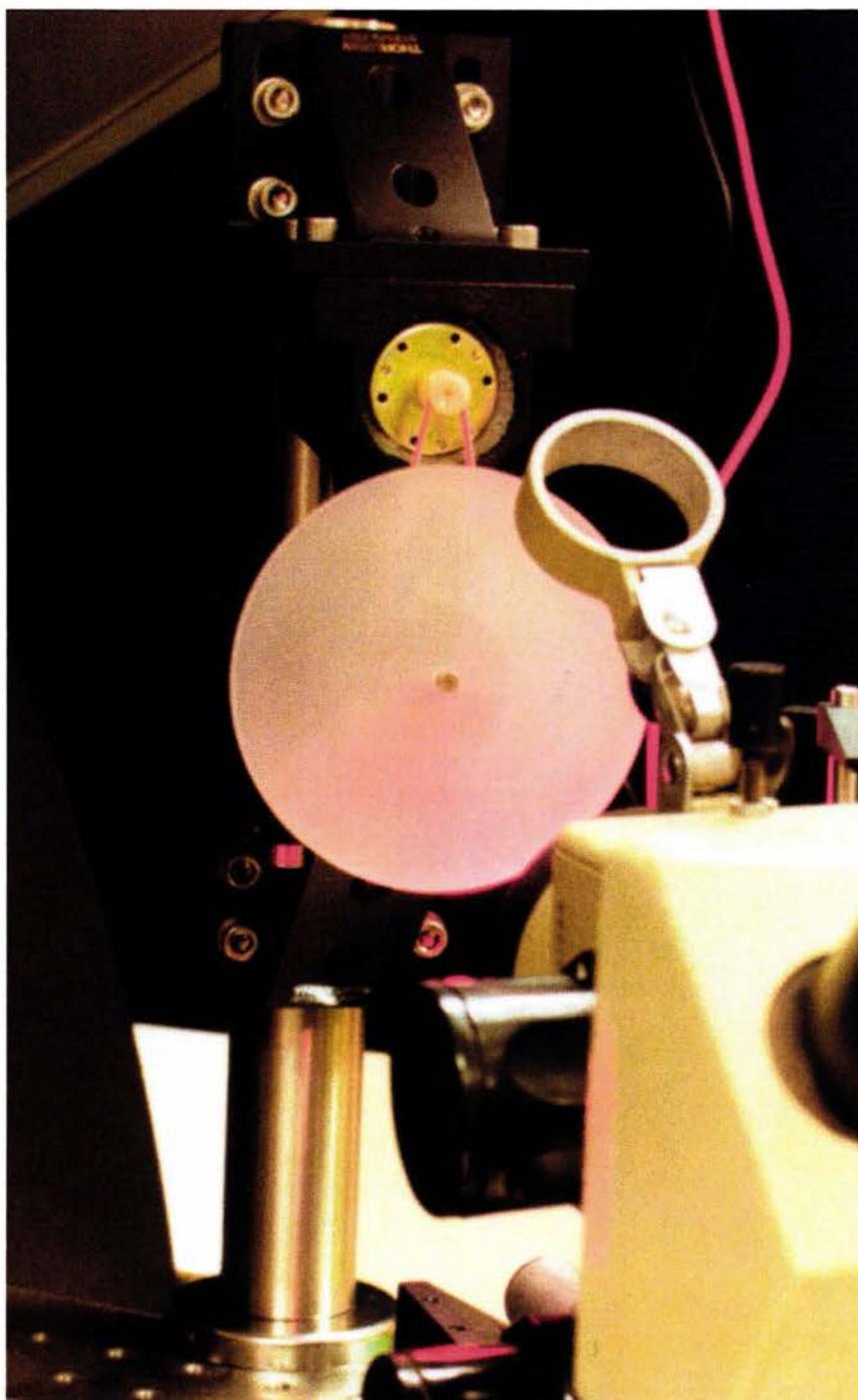
Fotografía 5.F.63. Discos con círculos de corcho. A la derecha, un disco normal; a la izquierda, un disco con un anillo de plástico semitransparente encapsulado en su sector libre de corcho con ayuda de mica autoadherible. En otros de estos discos se emparedaron anillos circulares de otros materiales y polvo de talco en diferentes concentraciones.



Fotografía 5.E.64. Conjunto de motor y base giratoria con un disco transparente montado, para simular la mínima concentración de centros de esparcimiento en los objetos móviles. Detrás del disco puede observarse la base giratoria y su unión al motor por medio de una banda elástica cuyo color fue cambiado para permitir su observación en las fotografías.



Fotografía 5.F.65. Conjunto de motor y base giratoria sosteniendo un disco con círculos de corcho. Para simular una concentración moderada de centros de esparcimiento en los objetos móviles se emparedó polvo de talco en su región anular transparente con ayuda de un anillo de mica transparente autoadherible cortado a la medida.



Fotografía 5.F.66. Conjunto de motor y base giratoria, con un disco esmerilado montado para simular una mayor concentración de centros de esparcimiento. Nótese el mayor esparcimiento de la luz láser por este disco en comparación con los discos de las dos fotografías anteriores.

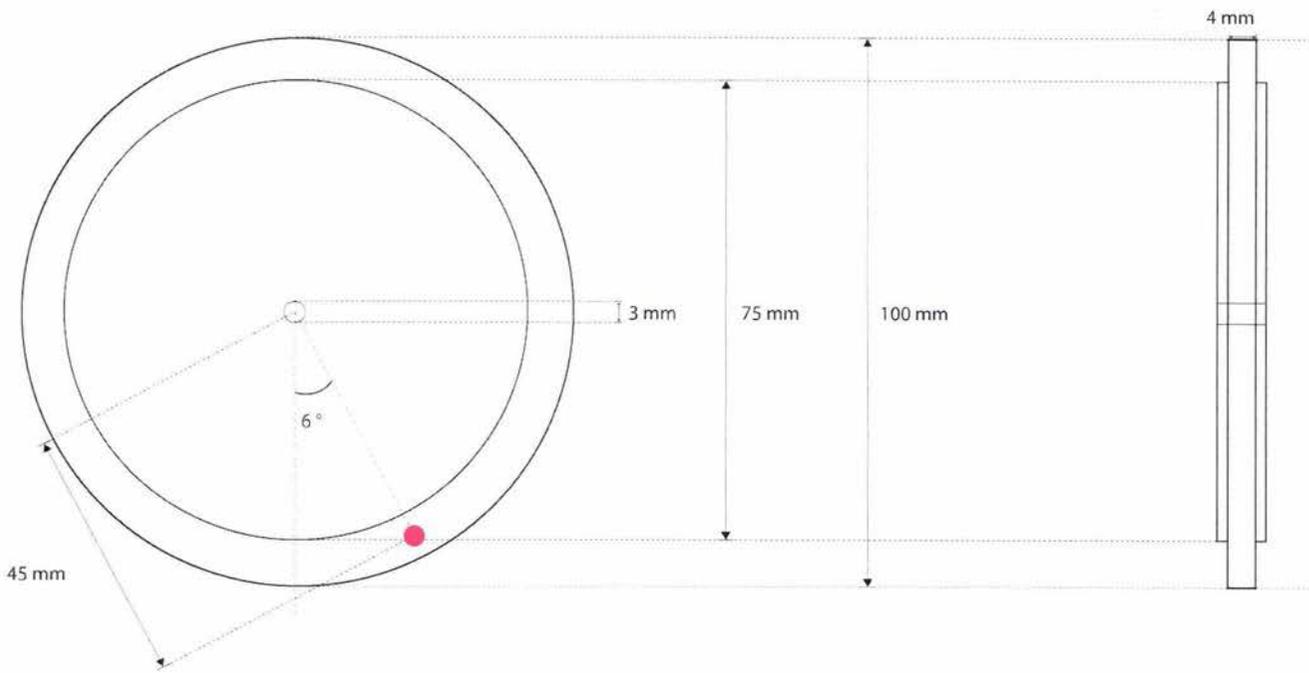


Figura 5.8. Diagrama del disco de acrílico de 4 mm de espesor con círculos de corcho y concentración moderada de talco que presentó las mejores lecturas. Se ilustra el punto de incidencia de los haces láser.

Para estimar la velocidad angular de los discos se fijó una diferencia de potencial entre las terminales del motor de 6.5 V, obteniéndose con ayuda de un medidor basado en un codificador incremental (incremental encoder) que los discos montados giraban en promedio a una velocidad angular de aproximadamente siete vueltas en cada segundo, esto es, 420 rpm. Considerando que la relación entre el voltaje aplicado y la velocidad angular era prácticamente lineal en el rango de 4.5 a 12 V, se tendría que para este último valor la velocidad de los discos sería de alrededor de 780 rpm, implicando que el eje del motor giraría a aproximadamente 4900 rpm, un resultado bastante lógico tomando en cuenta la carga que la base y los discos representan para el motor.

5.3.8. Etapa 8

El siguiente paso en la construcción de la instalación experimental consistió en verificar la funcionalidad del fotodetector y posteriormente, encontrarle una ubicación adecuada. Para ello, se procedió a determinar el ancho de banda teórico del equipo receptor óptico. Considerando una capacitancia $C_j = 20$ pF del fotodiodo, que el fotodetector DET110 estaría conectado a un cable coaxial de 50Ω de impedancia característica y 20 pF de capacitancia parásita y que éste a su vez estaría conectado a un preamplificador de 50Ω de impedancia de entrada, el ancho de banda del fotodetector sería:

$$f_{BW} = \frac{1}{2\pi R_{carga} C_t} = \frac{1}{(2\pi \text{ rad})(50 \Omega)(40 \text{ pF})} = 79.5 \text{ MHz} \quad (5.3.2)$$

Las frecuencias máximas de las señales Doppler esperadas con base en las características físicas de la instalación experimental eran del orden de decenas o máximo centenas de kilohertz; por lo tanto, este ancho de banda sería más que suficiente.

Una vez verificado lo anterior, se utilizó un tubo portalentes SMIL10 (Sección 5.2.4.19) que se conectaría al cuerpo del fotodetector DET110 con el fin de montar la lente especial con recubrimiento antirreflejante (Sección 5.2.2.2) como elemento óptico colector del fotodetector. La tarea de dicha lente sería proyectar una imagen real del punto luminoso en la superficie de los discos en movimiento sobre el área fotosensible del dispositivo antes mencionado. Se pensó en elegir una posición del conjunto, medir la distancia del punto luminoso a la superficie del fotodiodo *p-i-n* y ubicar la lente dentro del tubo adecuadamente para formar una imagen en dicho fotodiodo de acuerdo con la ecuación de las lentes delgadas. Sin embargo, la lente utilizada tenía una distancia focal corta e igual a su diámetro y, por ende, no podía ser considerada una lente delgada. Se concluyó entonces que sería más preciso determinar la ubicación correcta de la lente por ensayo y error, observando la imagen del punto luminoso proyectada por ella en alguna especie de pantalla. Se cortó un círculo de papel albanene con un diámetro igual al del interior de los tubos portalentes (Apéndice C) que funcionaría como pantalla y se dibujó un cuadrado de aproximadamente 4 mm por lado en su centro, simulando el área fotosensible del DET110. Se introdujo la pantalla circular de albanene en otro tubo SMIL10 y fue sostenida por dos anillos sujetadores SMIRR a una distancia adecuada para simular la distancia existente entre el extremo roscado del tubo SMIL10 que contenía a la lente y el área fotosensible del fotodiodo. Habiendo tomado en cuenta las medidas de los elementos involucrados (consúltese el Apéndice C), se determinó que la separación entre el extremo con rosca del tubo SMIL10 con la lente y la pantalla de albanene montada en el otro tubo SMIL10 debía ser de 4.6 mm y se verificó dicha distancia con ayuda del vernier. Con la pantalla fija en esa posición, se procedió a buscar una ubicación para el conjunto del fotodetector y realizar los ajustes necesarios en la posición de la lente en su tubo.

El tubo SMIL10 con la lente fue montado en el cuerpo del fotodetector DET110 y éste fue conectado al osciloscopio para una determinación cualitativa de la existencia de alguna señal. Con el fin de mover libremente el fotodetector y su sistema colector de luz y encontrar así una posición adecuada para un mayor nivel en la señal percibida, se utilizó una base magnética PMB3 para el soporte del poste y otra más para el sujetador V modelo C1502/M que sostendría los tubos portalentes antes mencionados.

En uno de los ensayos, se ubicó al conjunto receptor óptico (esto es, el fotodetector y su sistema óptico colector) en la trayectoria de la reflexión de los haces incidentes producida por la superficie de los discos. Esto dio una forma de onda apreciable en el osciloscopio, por lo que se creyó que se tenía una señal Doppler. Sin embargo, al conectar el fotodetector al analizador de espectros, se notó que existían únicamente dos componentes espectrales significativas: una componente de corriente continua ($f = 0$ Hz) y otra alrededor de

$f = 150$ kHz pero cuya frecuencia no se modificaba al aumentar o disminuir la velocidad angular del motor. De lo anterior se concluyó que la componente dominante de corriente continua se debía a la incidencia también continua de un haz de luz sobre la superficie del fotodiodo *p-i-n*, y que la segunda componente, de amplitud más baja, era una señal parásita producida por la fuente de poder del láser, pues desaparecía al apagarse ésta y además, al extender el rango espectral de medición del analizador, se notó la existencia de sus armónicas impares y su permanencia aún con el motor detenido y su fuente de poder apagada. Era por lo tanto indispensable evitar ubicar el conjunto receptor óptico en la trayectoria de la reflexión de cualquiera de ambos haces, pues de lo contrario el alto nivel de potencia captado en frecuencias bajas impediría la identificación de señales de bajo nivel de potencia (como las señales Doppler) en los instrumentos electrónicos. Asimismo se juzgó conveniente conectar otro tubo portalentes SM1L10 delante del que contenía a la lente colectora, a manera de pupila de entrada, para reducir los efectos de la luz ambiental.

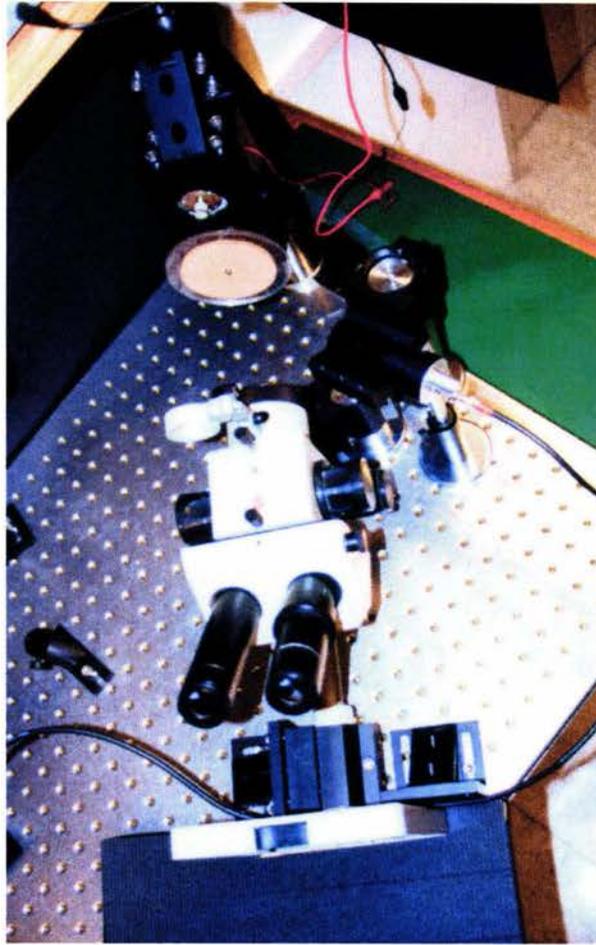
Se reubicó el conjunto receptor óptico ajustando siempre de manera adecuada la posición de la lente colectora y manejando velocidades angulares bajas para el conjunto motor-base giratoria, procurando así evitar tener señales Doppler con frecuencias que fuesen demasiado cercanas a las señales parásitas o de tan alta frecuencia que no aparecieran en el rango fijado en el instrumento. Se llevaron a cabo numerosas pruebas en diversas ubicaciones del conjunto receptor óptico (a la izquierda, derecha y hasta encima del microscopio, en su soporte cilíndrico, variando la distancia a los discos giratorios) y a diferentes velocidades del motor sin encontrar indicio alguno de señales Doppler en el analizador de espectros. Se observó nuevamente a través del microscopio para verificar la existencia del patrón de interferencia en la superficie de los discos. El patrón se podía observar claramente con los discos tanto detenidos como en movimiento, lo cual implicaba de manera inequívoca la existencia de un proceso heterodino óptico y, por lo tanto, de señales Doppler. La única explicación razonable del hecho de que no se las pudiera observar en el analizador de espectros era que su nivel de potencia fuese demasiado bajo. Se varió el nivel de referencia del instrumento hasta su máxima sensibilidad (-64 dBm) sin éxito alguno, pues lo único que se observaba era un aumento uniforme en el nivel del ruido sin distinguir espiga espectral alguna que se desplazara al modificar la velocidad de los discos. Era evidente entonces la necesidad de utilizar un esquema de preamplificación de la señal proveniente del fotodetector. Se conectó el fotodetector a la entrada del preamplificador de corriente a voltaje SR570 (Sección 5.2.7.2) y la salida de éste al analizador de espectros, y, como se esperaba, se observaba una espiga espectral que a pesar de tener una amplitud relativamente pequeña, ya era distinguible y se desplazaba al variar la velocidad del motor, recorriéndose a frecuencias bajas hasta desaparecer al detener el motor. La espiga espectral antes mencionada era la señal Doppler buscada. Se procedió nuevamente a buscar una posición adecuada del fotodetector para aumentar su amplitud en el analizador de espectros, y se probaron diferentes valores de amplificación en el preamplificador. También se aprovechó la posibilidad de utilizar el filtro pasabanda integrado a este instrumento, para suprimir los efectos indeseables de señales parásitas producidas por la línea de alimentación eléctrica (60 Hz) y la fuente de poder del láser (150 kHz).

De esta manera, la ganancia utilizada durante los experimentos fue de 200 nA/V, y las frecuencias de corte inferior y superior del filtro pasabanda fueron de 100 Hz y 100 kHz, respectivamente, por dar estos valores una mayor distinción entre la espiga espectral Doppler y el nivel del ruido. Luego de varios ensayos con una velocidad angular constante en el motor (cuyo voltaje se fijó en 6.5 V) y con el preamplificador ya conectado, se ubicó el conjunto receptor óptico a la derecha del microscopio. Para un enfoque apropiado de la luz esparcida hacia el área fotosensible del fotodiodo y un consecuente aumento en el nivel de la señal, se recargó el conjunto de tubos portalentes (ahora dos de ellos) en el sujetador V modelo C1502/M, para poder separarlos del cuerpo del fotodetector y ajustar manualmente tanto su altura como la posición de la lente colectora, observando la imagen del punto luminoso con ayuda de la pantalla de papel albanene. Para que el

sujetador V alcanzase la altura necesaria se apilaron dos postes de la Serie P (consúltese la [Sección 5.2.4.2](#)) Se determinó que era necesario aumentar la distancia entre la lente colectora y el cuerpo del fotodetector más allá de lo permitido por el tubo que la sostenía, por lo que se añadió un tubo SM1L05 y se reajustó la posición de la lente hasta lograr la distancia requerida. Como resultado de estos ajustes se tuvo un aumento promedio de 13 dB en el nivel de la señal Doppler captada, cuyos valores numéricos particulares con los diferentes tipos de discos utilizados pueden consultarse en la [Sección 5.4](#). La posición final del conjunto receptor óptico es mostrada en las [fotografías 5.F.67 y 5.F.68](#), y los ángulos y distancias se ilustran en la [figura 5.9](#). La [figura 5.10](#) muestra un esquema completo de la instalación experimental definitiva, que puede ser observada en la [fotografía 5.F.69](#).



Fotografía 5.F.67. Posición final del conjunto receptor óptico para una configuración de retroesparcimiento. Se muestra la base del fotodetector y el sujetador V que sostiene los tubos portalentes.



Fotografía 5.F.68. Posición final del conjunto receptor óptico para una configuración de retroesparcimiento (vista aérea).

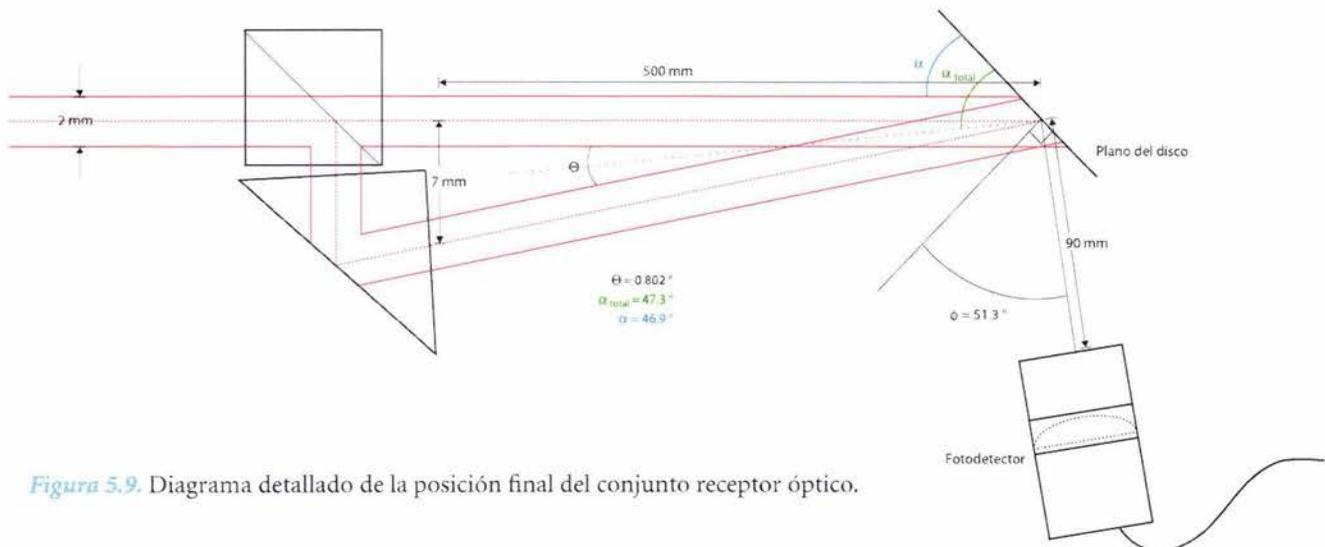
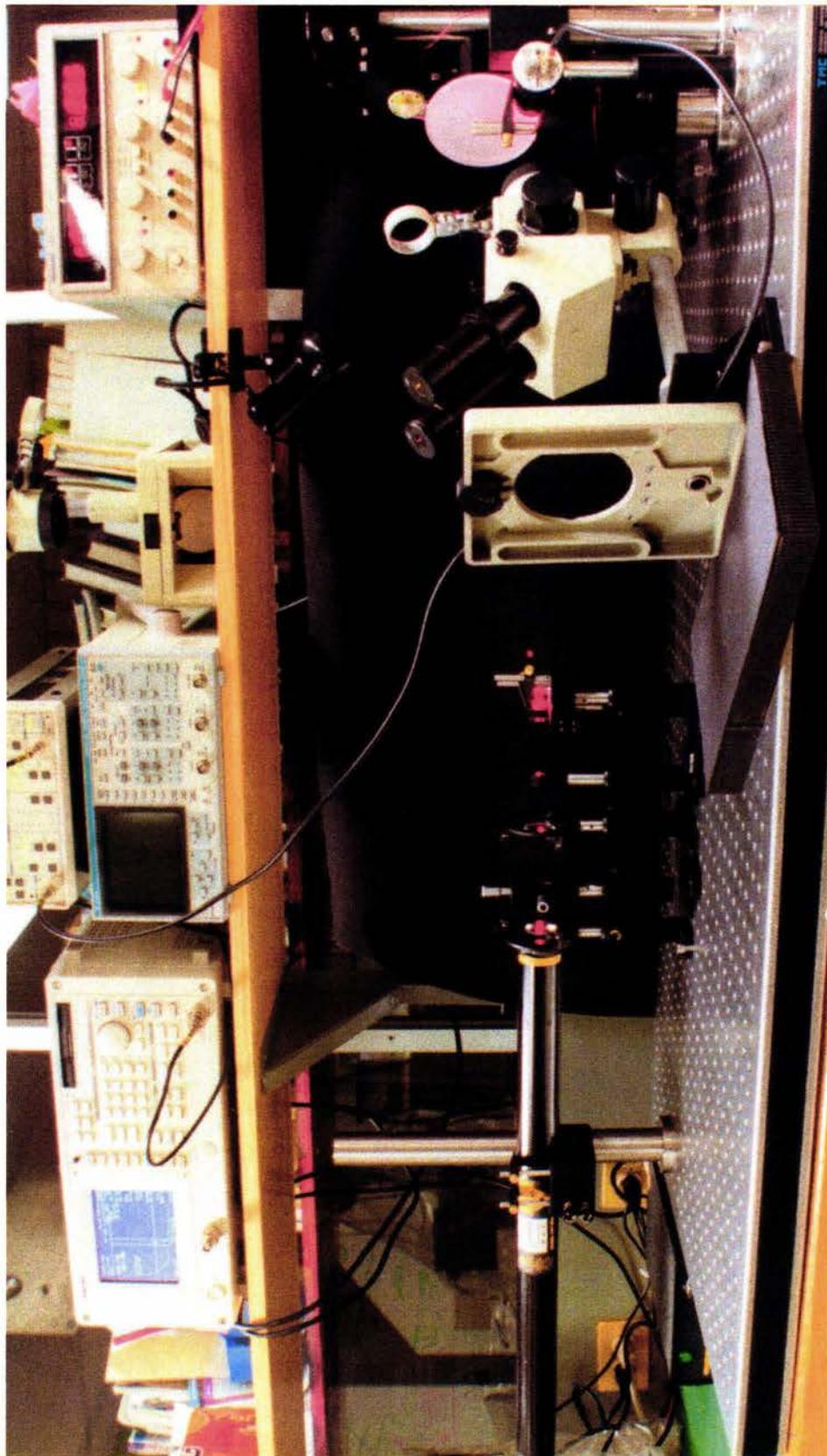


Figura 5.9. Diagrama detallado de la posición final del conjunto receptor óptico.



Fotografía 5.F.69. Instalación experimental completa definitiva.

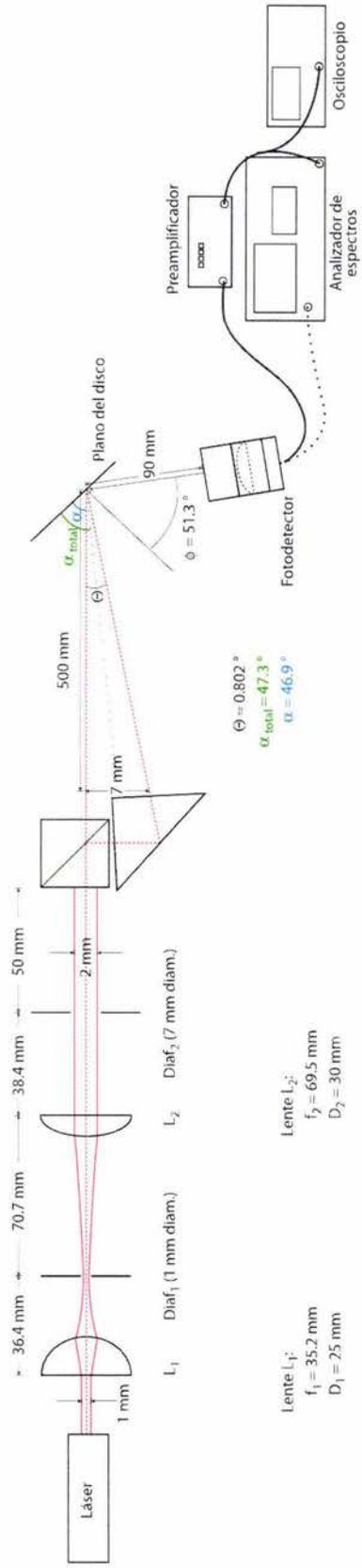


Figura 5.10. Diagrama de la instalación experimental completa definitiva.

A partir de entonces se llevaron a cabo pruebas con los distintos discos disponibles para determinar el mejor de ellos en cuanto al nivel de potencia captado por el conjunto receptor óptico. Tal como se esperaba, todos los discos producían un mismo valor de frecuencia a una misma velocidad angular, existiendo diferencias exclusivamente en la potencia de las señales producidas por cada uno de ellos (consúltese la [Sección 5.4](#)).

Con el fin de hacer aún más nítidas las gráficas que aparecían en el analizador de espectros, así como reducir lo más posible los niveles de ruido y apreciar de mejor manera las lecturas, se explotaron varias de las funciones disponibles en el analizador de espectros. Específicamente, se llevó a cabo una alteración manual de los anchos de banda de video y resolución, pues se observó que para valores más bajos en ambos se tenían barridos más lentos, pero también más detallados. Además, se habilitó el modo conocido como “promedio de canal”, con el cual se obtiene continuamente el promedio de las últimas veinte lecturas (barridos) y se despliega el resultado en la pantalla, logrando con ello limpiar notoriamente la curva espectral de la señal, ya que la mayor parte del ruido es aditivo y tiene media cero.

5.4. Resultados

Durante los experimentos, los valores de potencia obtenidos con uno de los discos de 4 mm de espesor con una concentración moderada de partículas de talco fueron los más altos, con un valor promedio de -55.62 dBm, mientras que los valores obtenidos con los discos transparentes completamente lisos fueron en promedio de -75.06 dBm, siendo los menores durante la realización de todos los experimentos. Los discos esmerilados produjeron señales de alrededor de -69.65 dBm en promedio. Este bajo nivel de potencia puede deberse a que el esparcimiento excesivo producido por el esmerilado disminuye la potencia promedio esparcida en la dirección particular del volumen de medición hacia el fotodetector, contribuyendo a que los niveles de ruido sean mayores. Como se mencionó anteriormente ([Capítulo 1](#)), los niveles de potencia dependen de diversos factores como la posición del arreglo receptor óptico, la calidad y las dimensiones de los elementos utilizados, el ángulo de incidencia de los haces en los discos, la concentración de las partículas esparcidas en el volumen de medición, entre otras; sin embargo, gracias al tipo de configuración de anemómetro láser Doppler construida, el valor de la frecuencia f_D se mantiene inalterado. En las [figuras 5.11](#) y [5.12](#) se muestran las lecturas más alta y más baja respectivamente, y se comenta con qué disco se obtuvieron.

Como se mencionó en la [Sección 5.3.7](#), para la realización de las pruebas del instrumento de medición láser Doppler se fijó un voltaje para el motor de 6.5 V, estimándose el disco montado giraba aproximadamente a 7 vueltas en cada segundo, esto es, 420 rpm. La velocidad angular medida con ayuda del anemómetro láser Doppler es de 423 rpm, cuya obtención se comenta a continuación:

En la [figura 5.10](#) es posible observar la configuración final de la instalación experimental. Con base en los ángulos mostrados, es posible percatarse de que el espaciamiento de las franjas de interferencia en dicha configuración final es:

$$\Delta x = \frac{\lambda_0}{2 \text{sen}(\frac{\Theta}{2})} \approx \frac{\lambda_0}{\Theta} = 45.2 \mu\text{m} \quad (5.4.1)$$

La lectura particular mostrada en la [figura 5.11](#) pertenece al mejor disco en cuanto a potencia recibida se refiere. Como puede observarse en ella, la amplitud de la señal Doppler fue de -56.1 dBm a $f_D = 32.6$ kHz.

Como se explicó anteriormente (Capítulo 1) la información espectral obtenida se relaciona exclusivamente con la velocidad perpendicular a las líneas de interferencia. Con base en dicha lectura y tomando en cuenta la ubicación del punto de incidencia de los haces láser sobre la superficie del disco a $r_{disco} = 45$ mm de su centro (véase la figura 5.8), se tiene que:

$$v_{p\perp} = \Delta x \cdot f_D = 1.474 \text{ m/s} \quad (5.4.2)$$

$$v_{p\text{ total}} = v_{p\perp} \frac{\cos(6^\circ)}{\sin(47.32^\circ)} = 1.993 \text{ m/s} \quad (5.4.3)$$

$$\omega_{disco} = \frac{1.993 \text{ m/s}}{0.045 \text{ m}} = 44.3 \text{ rad/s} \quad (5.4.4)$$

$$\therefore \omega_{disco \text{ rps}} = 7.05 \text{ rps} = 422.99 \text{ rpm} \quad (5.4.5)$$

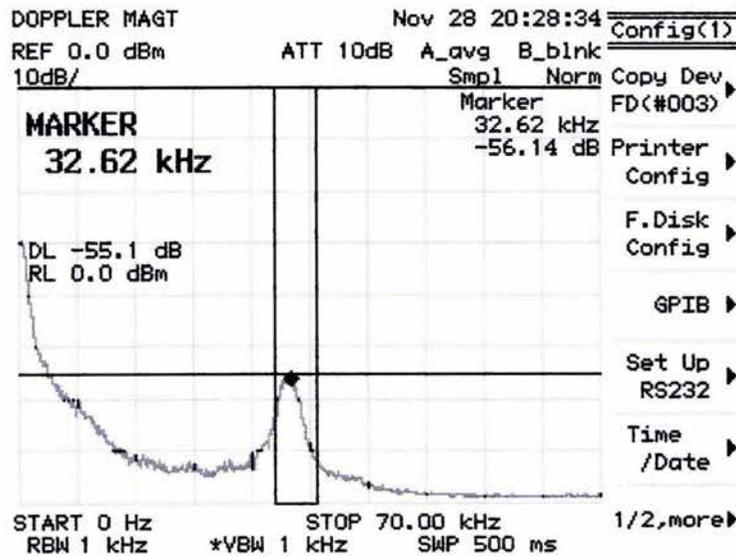


Figura 5.11. Gráfica de la señal Doppler en la pantalla del analizador de espectros. El disco utilizado fue uno con círculos de corcho y concentración moderada de polvo de talco y las lecturas con él fueron las mejores a lo largo de todos los experimentos.

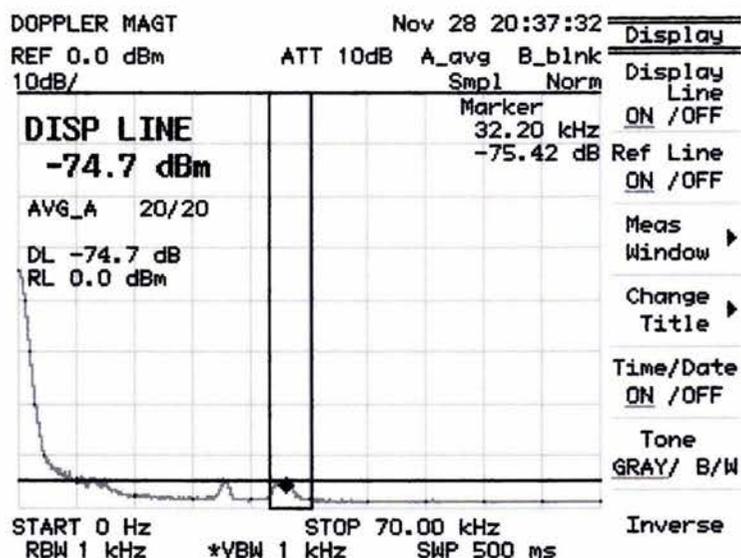


Figura 5.12. Gráfica de la señal Doppler para un disco completamente transparente en la pantalla del analizador de espectros. Las lecturas tomadas con él fueron las de menor nivel a lo largo de todos los experimentos.

Como puede observarse de las ecuaciones y el resultado anterior, el porcentaje de error de exactitud es de apenas 0.71 %, lo cual permite afirmar que el instrumento realiza mediciones adecuadas y confiables. Además, considerando la gran precisión que tiene un instrumento óptico, es posible afirmar que el error lo tuvo el medidor analógico utilizado en primera instancia.

5.5. Bibliografía del Capítulo 5

- [5.1] *Melles Griot Handbook and Catalogue*. Melles Griot, USA (1995).
- [5.2] *Thorlabs Handbook and Catalogue*. Thorlabs Inc., USA (1995).
- [5.3] *Technical Manufacturing Corporation Handbook and Catalogue*. TMC, USA (2003).

CONCLUSIONES GENERALES

A LO LARGO DEL PRESENTE TRABAJO se han revisado los conceptos fundamentales de los equipos transmisor y receptor ópticos, así como el uso de dichos equipos en aplicaciones de instrumentación óptica; específicamente, en la técnica de anemometría láser Doppler. Estos conceptos han sido utilizados para el diseño y construcción de una instalación experimental de anemómetro láser Doppler.

Se seleccionaron los diversos equipos, materiales y unidades de montaje a utilizar, tomando en cuenta diversas características que pueden afectar el desempeño de la instalación experimental.

Se ha concluido que para aplicaciones de anemometría láser Doppler es más conveniente utilizar láseres de gas con polarización lineal que radien en el espectro visible en lugar de láseres semiconductores. Lo anterior con el objetivo de producir patrones de interferencia de dimensiones simétricas y para una corroboración más fácil de la existencia de los mismos. Por ello se eligió un láser rojo de helio-neón linealmente polarizado marca Melles Griot modelo 05 LHP 925 como la fuente óptica de la instalación experimental.

El ancho de banda, el nivel de corriente de oscuridad, la responsividad y la potencia equivalente de ruido son los principales parámetros que afectan el desempeño de los receptores ópticos.

Para la presente aplicación, el valor del ancho de banda requerido no rebasaba el orden de los cientos de kilohertz, por lo cual se escogió un fotodetector marca Thorlabs modelo DET110 basado en un fotodiodo *p-i-n* de silicio.

Fue diseñada y construida una instalación experimental de anemometría láser Doppler de configuración de haz doble. Se estableció que aun cuando los niveles de potencia de las señales Doppler son muy pequeños, son suficientes para determinar la frecuencia central del pulso Doppler en un analizador de espectros y calcular con base en ello la velocidad de algunos objetos en movimiento (los discos de acrílico).

El presente trabajo tiene un gran número de aplicaciones potenciales en muy diversas ramas de la industria e investigación científica aplicada (mecánica de fluidos, aplicaciones biomédicas, explotación de recursos petroleros, aplicaciones hidráulicas, siderurgia, ingeniería química, aeronáutica, etc.) que por su naturaleza requieren de instrumentos de carácter no invasivo y de altísima precisión.

Se obtuvo una gran congruencia entre las predicciones teóricas y datos experimentales. No obstante, pueden mejorarse algunas características del instrumento anemómetro láser Doppler, las cuales se mencionan a continuación:

En primer lugar, debe buscarse la manera de mejorar el nivel de potencia de la señal recibida, para poder prescindir del uso del preamplificador de corriente a voltaje. Lo anterior puede lograrse, por ejemplo, acercando más el receptor al punto de esparcimiento en el disco, pero modificando las características del sistema colector de luz para evitar la presencia de reflejos. Además, puede estudiarse el caso en el que no exista el expansor de haz, ya que si bien una mayor anchura permite un enfoque más fácil del punto de medición en el microscopio, un punto más pequeño presenta la ventaja de tener una mayor irradiancia. Otra ventaja de lo anterior sería la aparición de un pulso espectral Doppler más estrecho que el obtenido hasta ahora, pues un volumen de medición más pequeño abarca un rango menor de velocidades de las partículas de los discos. Sin embargo, la alineación en este caso es mucho más complicada por la alta precisión que exige, y podrían requerirse para ello objetivos de microscopio no disponibles en este momento en el laboratorio.

También es posible mejorar el desempeño del dispositivo utilizando diafragmas de iris, que son de mejor calidad que los empleados actualmente. Incluso existen filtros espaciales de muy alta calidad y precisión disponibles como una sola pieza en los catálogos de las compañías especializadas en equipo óptico [5.1], [5.2], [5.3], que podrían reemplazar a los que fueron improvisados con cartulina ilustración. En cuanto a los demás dispositivos ópticos, podría considerarse buscar lentes de mayor diámetro y mejor calidad de superficie, así como un divisor de haz con recubrimiento antirreflejante.

Con ayuda del equipo adecuado, es posible trazar los patrones de esparcimiento de diferentes discos, para estudiar los efectos de diferentes concentraciones de partículas esparcadoras en el nivel de potencia de las señales Doppler captadas y ubicar direcciones donde la potencia sea la mayor posible (lóbulos). También es útil estudiar los efectos del ángulo de incidencia de los haces sobre los discos en los niveles de potencia de las señales Doppler.

Más adelante se podría adaptar la instalación para extender el uso de este dispositivo en mediciones no invasivas en tuberías, conductos capilares y zonas de difícil acceso; inclusive sería factible diseñar sondas pequeñas para determinar velocidades y patrones de flujos sanguíneos en organismos vivos sin necesidad de llevar a cabo incisiones.

EFECTO DOPPLER (APROXIMACIÓN DE LA FÍSICA CLÁSICA)

CUANDO UN OYENTE SE MUEVE hacia una fuente estacionaria de sonido, la frecuencia escuchada es más alta que cuando el oyente está en reposo. Si el oyente se mueve alejándose de la fuente estacionaria, la frecuencia escuchada será más baja. Se obtienen resultados similares cuando la fuente de sonido se aleja o acerca de un oyente estacionario. En 1842, el austriaco Christian Johann Doppler (1803-1853) aseveró que el color de un cuerpo luminoso debe ser cambiado por el movimiento relativo del cuerpo y el observador. Este efecto, denominado efecto Doppler, se aplica a todas las ondas en general.

A.1. Primer caso: observador móvil, fuente en reposo

Para facilitar la comprensión del concepto, primero se tratará el caso en el que el movimiento relativo entre la fuente luminosa (por ejemplo, un láser) y el observador (por ejemplo, una partícula) se da en la dirección de la línea que los une. En la [figura A.1\(a\)](#) se muestra una fuente luminosa S en reposo y un observador que se mueve hacia la fuente con una velocidad v_p . Los círculos concéntricos representan los frentes de onda separados por la distancia de la longitud de onda en el medio. Un observador en reposo en el medio recibiría ct/λ_l ondas en el lapso t , donde c es la velocidad de la luz en el medio y λ_l es la longitud de onda en el medio (el subíndice l se coloca ya que se presume que se utilizará la luz de un láser). Sin embargo, debido a su movimiento hacia la fuente, el observador recibe $v_p t/\lambda_l$ ondas adicionales en el mismo lapso. La frecuencia f' que él escucha es el número de ondas recibidas divididas entre la duración del lapso, esto es:

$$f' = \frac{ct/\lambda_l + v_p t/\lambda_l}{t} = \frac{c + v_p}{\lambda_l} = \frac{c + v_p}{c/f_l} = f_l \left(1 + \frac{v_p}{c} \right) \quad (\text{A.1})$$

La frecuencia f' captada es la frecuencia f_l que se recibiría en reposo más un incremento $f_l(v_p/c)$ que surge debido al movimiento del observador. Cuando el observador se aleja de la fuente, entonces existe una disminución de valor $f_l(v_p/c)$ en la frecuencia recibida, debido a las ondas que no llegan al observador en el lapso a causa del alejamiento, de tal manera que:

$$f' = f_l \frac{c \pm v_{obs}}{c} = f_l \pm f_l \frac{v_{obs}}{c} \quad (\text{A.2})$$

con el signo positivo cuando el observador se acerca y negativo si se aleja de la fuente. Nótese la relación lineal que existe entre la velocidad relativa y el desplazamiento de frecuencia.

En el caso más general, donde la velocidad del observador no es paralela a la línea que une a éste y a la fuente, simplemente se considerará la proyección del vector velocidad del observador sobre la dirección que apunta de la fuente al observador, cuyo vector unitario será \hat{e}_{ip} , de tal manera que:

$$f' = f_l \frac{c - \vec{v}_p \cdot \hat{e}_{ip}}{c} = f_l - f_l \frac{\vec{v}_p \cdot \hat{e}_{ip}}{c} \quad (\text{A.3})$$

Nótese que el producto punto permite describir tanto el caso en el que el observador se acerca a la fuente como aquél en el que se aleja en una misma expresión matemática (Véase la [figura A.1\(b\)](#)).

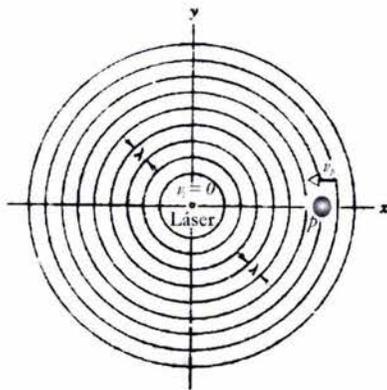


Figura A.1(a). Una fuente estacionaria emite frentes de onda esféricas, mostrados con la separación de una longitud de onda. El observador se mueve con velocidad v_p hacia la fuente.

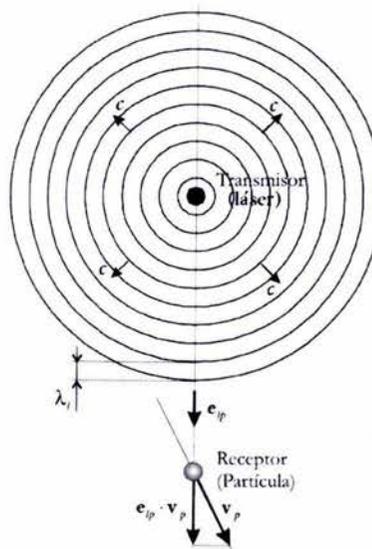


Figura A.1(b). Nuevamente la fuente está en reposo; el observador se mueve con velocidad v_p y el efecto Doppler es proporcional a la proyección de su velocidad sobre la línea que va de la fuente (láser) al observador (partícula).

A.2. Segundo caso: fuente móvil, observador en reposo

Cuando la fuente (por ejemplo, una partícula que esparce luz) se mueve hacia el observador en reposo (por ejemplo, un receptor óptico), ocurre un acortamiento de la longitud de onda (véase la [figura A.2\(a\)](#)) ya que la fuente está viajando tras las ondas que se aproximan y por lo tanto, las crestas se juntan más entre sí. Si la frecuencia de la fuente es f_p (p de partícula) y su velocidad es v_p , entonces durante cada vibración viaja una distancia v_p/f_p , y cada longitud de onda se acorta en esa cantidad. Por ello, la longitud de onda que llega al observador no es $\lambda_p = c/f_p$, sino $\lambda' = c/f_p - v_p/f_p$. La frecuencia observada aumenta y está dada por:

$$f' = \frac{c}{\lambda'} = \frac{c}{(c - v_p)/f_p} = f_p \frac{c}{c - v_p} = f_p \frac{1}{1 - v_p/c} \quad (\text{A.4})$$

Si la fuente se mueve alejándose del observador, la longitud de onda recibida es v_p/f_p mayor que λ_p , de modo que la relación general que prevalece cuando el observador está en reposo y la fuente se mueve es:

$$f' = f_p \frac{1}{1 \mp v_p/c} \quad (\text{A.5})$$

donde el signo negativo rige cuando la fuente se acerca al observador y el positivo para cuando la fuente se aleja de él. Nótese que aquí el cambio producido es un acortamiento o un aumento en la longitud de onda transmitida en el medio debido al movimiento de la fuente en dicho medio.

Nuevamente se puede obtener una expresión para el caso en el que la velocidad de la fuente no es paralela a la línea que une a ésta y al observador, mediante la proyección del vector velocidad sobre la línea que va de la fuente (partícula) al observador (receptor), cuyo vector unitario sería \hat{e}_{pr} ([figura A.2\(b\)](#)):

$$f' = f_p \frac{1}{1 - \vec{v}_p \cdot \hat{e}_{pr}/c} \quad (\text{A.6})$$

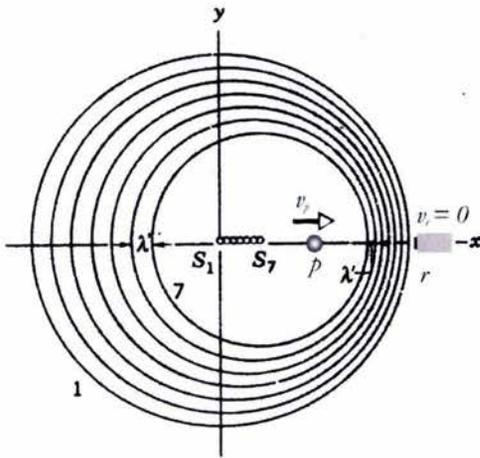


Figura A.2(a). Observador (*receptor*) en reposo y fuente (*partícula esparcedora*) moviéndose hacia él con velocidad v_p . El frente de onda 1 fue emitido cuando la fuente se encontraba en S_1 , el frente 7 cuando la fuente estaba en S_7 y así sucesivamente. En la ilustración el observador mide una longitud de onda más corta debido al apiñamiento de los frentes de onda en la dirección de movimiento de la fuente. Si el observador se encontrara en el semieje negativo x^- , percibiría una longitud de onda más larga.

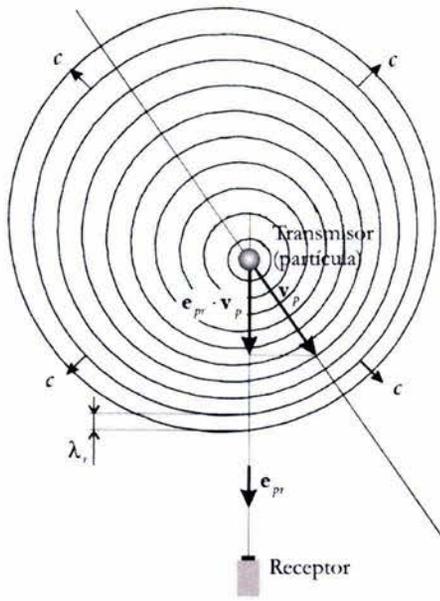


Figura A.2(b). Una vez más el observador está en reposo y la fuente se mueve, pero no en dirección hacia el observador, por lo que el efecto Doppler es proporcional sólo a la proyección de la velocidad de la fuente sobre la dirección que va de ésta hacia el observador.

A.3. Tercer caso: fuente y observador en movimiento

Si tanto la fuente como el observador se mueven sobre la línea que los une, entonces éste último percibirá una frecuencia dada por:

$$f' = f_l \frac{c \pm v_{obs}}{c \mp v_{fue}} = f_l \frac{1 \pm (v_{obs}/c)}{1 \mp (v_{fue}/c)} \quad (A.7)$$

donde v_{obs} es la velocidad del observador y v_{fue} la de la fuente. Los signos superiores corresponden al caso en el que el observador y la fuente se acercan el uno al otro y los signos inferiores al caso contrario. También pueden existir otros dos casos, en los que ambos se mueven en la misma dirección pero a diferentes velocidades absolutas, y aun cuando en cuatro casos diferentes la magnitud de la velocidad relativa entre fuente y observador puede ser la misma, los resultados serán todos diferentes [A.1].

En la técnica láser Doppler el efecto se presenta dos veces, pues existe un receptor óptico estacionario que recibe luz esparcida por una partícula móvil, para la cual a su vez se ha presentado el efecto Doppler al percibir luz de una fuente láser. Así, la frecuencia f_r recibida por el detector es:

$$f_r = f_l \frac{1 - \hat{e}_{lp} \cdot \vec{v}_p}{1 - \frac{\hat{e}_{pr} \cdot \vec{v}_p}{c}} \quad (A.8)$$

En los casos típicos, donde la velocidad de la partícula trazadora es muy pequeña en comparación con la velocidad de la luz en el medio, se puede aproximar la frecuencia recibida con la siguiente expresión [A.2], [A.3]:

$$f_r \approx f_l \left(1 - \frac{\hat{e}_{lp} \cdot \vec{v}_p}{c} \right) \left(1 + \frac{\hat{e}_{pr} \cdot \vec{v}_p}{c} \right) \approx f_l \left(1 - \frac{\vec{v}_p \cdot (\hat{e}_{lp} - \hat{e}_{pr})}{c} \right) \quad (\text{A.9})$$

Debe destacarse que el tratamiento que se da en este caso a las ondas luminosas se asemeja bastante al que se puede dar al sonido y otras ondas mecánicas similares. Sin embargo, en los casos donde las velocidades de la fuente o el observador ya no son tan despreciables en comparación con la velocidad de la luz en el medio, es necesario aplicar los postulados de la relatividad especial [A.1].

A.4. Bibliografía del Apéndice A

- [A.1] Resnick R., Halliday D. y Krane, K. S. *Física. (Volumen 1)*. Cuarta edición, Editorial CECSA, México (1999).
- [A.2] Albrecht H. E., Borys M., Damaschke N. and Tropea C. *Laser Doppler and Phase Doppler Measurement Techniques*. Springer-Verlag, Germany (2003).
- [A.3] Durst F., Melling A. and Whitelaw J. H. *Principles and practice of Laser-Doppler Anemometry*. Academic Press, London (1976).

ÓPTICA DE HACES GAUSSIANOS

EN LA MAYORÍA DE LAS APLICACIONES DE LOS LÁSERES, es necesario enfocar, modificar o dar forma al haz láser haciendo uso de lentes y otros elementos ópticos. Los haces gaussianos coherentes poseen propiedades de transformación peculiares que requieren consideraciones especiales. Para realizar una correcta selección de los elementos ópticos adecuados para una aplicación específica, es importante conocer las propiedades básicas de los haces gaussianos, las cuales se tratarán a continuación. En este tratado se asumirá que los frentes de ondas son simétricos respecto del eje del haz [B.1], como lo serían en el caso de láseres que operan en el modo TEM₀₀, por ejemplo, algunos láseres de helio-neón (He-Ne) o de iones de argón. En cambio, los haces de diodos láser son asimétricos y a menudo astigmáticos, lo cual hace que sus transformaciones sean más complejas.

B.1. Ondas paraxiales

Una onda paraxial es una onda plana e^{-jkz} (con constante de propagación $k=2\pi/\lambda$ y longitud de onda λ) modulada por una envolvente compleja $A(\mathbf{r})$ que es una función que varía lentamente con la posición. La amplitud compleja es la multiplicación de las dos funciones anteriores, esto es:

$$U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) e^{-jkz} \quad (\text{B.1})$$

Se considera que la envolvente será aproximadamente constante en una vecindad espacial de tamaño λ , de tal manera que la onda se puede considerar localmente plana con frentes de onda cuyas normales forman ángulos pequeños con la dirección de propagación (z^+), es decir, haces paraxiales.

Para que la amplitud compleja satisfaga la ecuación de Helmholtz,

$$\nabla^2 U(\mathbf{r}) + k^2 U(\mathbf{r}) = 0 \quad (\text{B.2})$$

la envolvente compleja $A(\mathbf{r})$ debe satisfacer la ecuación paraxial de Helmholtz¹:

$$\nabla_T^2 A - j2k^2 \frac{\partial A}{\partial z} = 0 \quad (\text{B.2.a})$$

donde $\nabla_T^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ es la parte transversal del operador Laplaciano.

Una solución simple para la ecuación paraxial de Helmholtz consiste en la onda paraboloidal, para la cual

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{z} e^{-jk \frac{\rho^2}{2z}}, \quad \rho^2 = x^2 + y^2 \quad (\text{B.3})$$

donde A_1 es una constante. La onda paraboloidal es una aproximación paraxial de la onda esférica $U(\mathbf{r}) = (A_1 / r) e^{-jkr}$ cuando x e y son mucho más pequeñas que z .

Otra solución para la ecuación paraxial de Helmholtz da por resultado el haz gaussiano, el cual es obtenido de la onda paraboloidal utilizando una transformación. Ya que la envolvente compleja de la onda paraboloidal es una solución de la ecuación paraxial de Helmholtz, una versión desplazada de ella con $z = z - \xi$ también será una solución, siempre y cuando ξ sea constante. Lo anterior provee una onda paraboloidal centrada en $z = \xi$ en lugar de estar centrada en $z = 0$. Cuando ξ es compleja se sigue cumpliendo la ecuación paraxial de Helmholtz pero dicha ecuación adquiere diferentes propiedades. En particular cuando ξ es puramente imaginaria, por ejemplo, $\xi = -jz_0$ donde z_0 es un número real, da origen a la envolvente compleja del haz gaussiano:

$$A(\mathbf{r}) = \frac{A_1}{q(z)} e^{-jk \frac{\rho^2}{2q(z)}}, \quad q(z) = z + jz_0 \quad (\text{B.4})$$

El parámetro z_0 es conocido como el rango de Rayleigh.

Para separar la amplitud y la fase de esta envolvente compleja se escribe la función compleja $1/q(z) = 1/(z + jz_0)$ en términos de sus partes real e imaginaria definiendo dos nuevas funciones reales $R(z)$ y $W(z)$, tales que:

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R(z)} - j \frac{\lambda}{\pi W^2(z)} \quad (\text{B.5})$$

¹ La ecuación paraxial de Helmholtz constituye una aproximación de la ecuación de Helmholtz, que es válida cuando la envolvente compleja $A(\mathbf{r})$ varía lentamente en una distancia $\Delta z = \lambda$, de tal manera que $\partial A / \partial z \ll kz$ y que $\partial^2 A / \partial z^2 \ll k^2 z$. Para un desarrollo matemático detallado, consúltese [B.1].

$W(z)$ y $R(z)$ son medidas de la anchura del radio y del radio de curvatura del frente de onda, respectivamente, que están dadas por:

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right] \quad (\text{B.6})$$

$$R(z) = z \left[1 + \left(\frac{z_0}{z} \right)^2 \right] \quad (\text{B.7})$$

donde:

$$W_0 = \left(\frac{\lambda z_0}{\pi} \right)^{1/2} \quad (\text{B.8})$$

Sustituyendo (B.5) en (B.4) y utilizando (B.1) se obtiene la siguiente expresión para la amplitud compleja:

$$U(r) = A_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp \left[-\frac{\rho^2}{W^2(z)} \right] \exp \left[-jkz - jk \frac{\rho^2}{2R(z)} + j\zeta(z) \right] \quad (\text{B.9})$$

donde:

$$\zeta(z) = \text{ang} \tan \left(\frac{z}{z_0} \right) \quad (\text{B.10})$$

$$A_0 = A_1 / jz_0 \quad (\text{B.11})$$

Los parámetros A_0 y z_0 se determinan con base en condiciones de frontera. Todos los demás parámetros están relacionados con el rango de Rayleigh z_0 y con la longitud de onda λ a través de las ecuaciones (B.6) y (B.8).

B.2. Propiedades del haz gaussiano

B.2.1. Intensidad

La intensidad óptica $I(r) = |U(r)|^2$ es una función de la distancia axial z y de la distancia radial ρ :

$$I(\rho, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 \exp \left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)} \right], \quad (\text{B.12})$$

donde $I_0 = |U(r)|^2$. Para cada valor de z , la intensidad es una función de la variable radial ρ . Ésta es la onda llamada haz gaussiano. La función gaussiana tiene su pico en $\rho = 0$ (en el eje) y decrece de manera monótona al aumentar ρ . La anchura $W(z)$ de la distribución gaussiana se incrementa con la distancia axial z como se muestra en la [figura B.1](#).

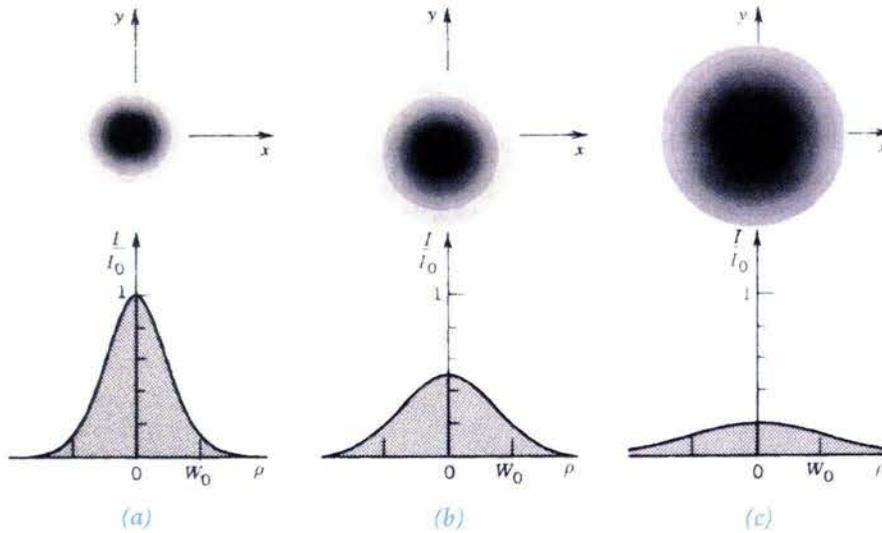


Figura B.1. Intensidad normalizada I/I_0 como función de la distancia radial ρ en diferentes posiciones axiales: (a) $z = 0$; (b) $z = z_0$; (c) $z = 2z_0$ [B.1].

En el eje del haz ($\rho = 0$), la intensidad, dada por:

$$I(0, z) = I_0 \left[\frac{W_0}{W(z)} \right]^2 = \frac{I_0}{1 + (z/z_0)^2} \quad (\text{B.13})$$

tiene su máximo valor I_0 en $z = 0$ y decae gradualmente cuando se incrementa z , alcanzando la mitad de su valor máximo en $z = \pm z_0$ ([figura B.2](#)). Cuando $|z| \gg z_0$, $I(0, z) \approx I_0 z_0^2 / z^2$, de tal manera que la intensidad decrece al aumentar la distancia de acuerdo con una ley cuadrática inversa, como en los casos de las ondas esféricas y paraboloidales. La máxima intensidad se presenta en el centro del haz ($z = 0$, $\rho = 0$) y es igual a I_0 .

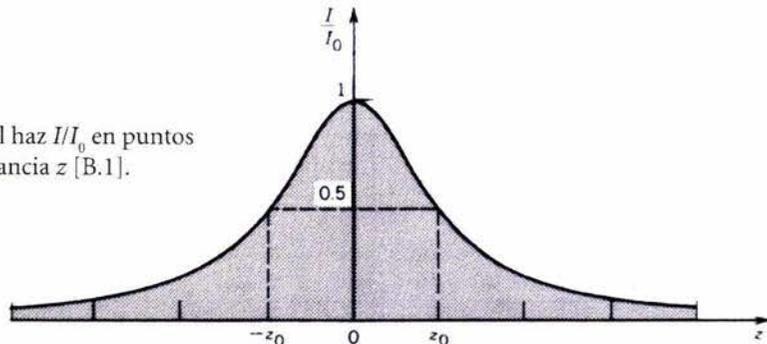


Figura B.2. Intensidad normalizada del haz I/I_0 en puntos axiales ($\rho = 0$) como función de la distancia z [B.1].

B.2.2 Potencia

La potencia óptica total transportada por el haz es la integral de la intensidad óptica sobre un plano transversal situado en, por ejemplo, una distancia z :

$$P = 2\pi \int_0^{\infty} I(\rho, z) \rho d\rho = \frac{1}{2} I_0 (\pi W_0^2) \quad (\text{B.14})$$

El resultado es independiente de z . La potencia del haz es la mitad de la intensidad máxima multiplicada por el área del haz. Ya que generalmente los se describen en términos de su potencia P y no de su intensidad óptica o irradiancia I , es conveniente escribir la ecuación (B.12) de la siguiente manera:

$$I(\rho, z) = \frac{2P}{\pi W^2(z)} \exp\left[-\frac{2\rho^2}{W^2(z)}\right] \quad (\text{B.15})$$

La relación entre la potencia transportada dentro de un círculo de radio ρ_0 en el plano transversal situado en z y la potencia total es:

$$\frac{P_{\rho_0}}{P} = \frac{1}{P} \int_0^{\rho_0} I(\rho, z) 2\pi \rho d\rho = 1 - \exp\left[-\frac{2\rho_0^2}{W^2(z)}\right] \quad (\text{B.16})$$

La potencia contenida dentro de un círculo de radio $\rho_0 = W(z)$ es aproximadamente el 86 % de la potencia total. El 99 % de la potencia se encuentra contenida en un círculo de radio $\rho_0 = 1.5W(z)$.

B.2.3. Radio del haz

Dentro de cualquier plano transversal, la intensidad del haz tiene su máximo valor en el eje del haz, y decae en un factor de $1/e^2 \approx 0.135$ a una distancia radial $\rho = W(z)$. Ya que aproximadamente el 86 % de la potencia del haz es transportada dentro de un círculo de radio $W(z)$, se considera a $W(z)$ como el radio del haz, que también es conocido como la anchura del haz. La anchura rms de la distribución de intensidad óptica es $\sigma = \frac{1}{2} W(z)$ [B.1]. La dependencia del radio del haz respecto de z está dada por:

$$W(z) = W_0 \left[1 + \left(\frac{z}{z_0} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{B.17})$$

Esto implica que el valor mínimo del ancho del haz se presenta en el plano $z = 0$, llamado cintura del haz, siendo entonces W_0 el radio de la cintura. El diámetro de la cintura $2W_0$ es también llamado el tamaño del punto (*spot size*). El radio del haz aumenta gradualmente con z , alcanzando un valor de $\sqrt{2}W_0$ en $z = z_0$, y sigue incrementándose monótonicamente con z (figura B.3). Para $z \gg z_0$, el primer término de (B.17) puede ser despreciado, dando por resultado la función lineal siguiente:

$$W(z) = \frac{W_0}{z_0} z = \theta_0 z \quad (\text{B.18})$$

donde $\theta_0 = W_0 / z_0$. Utilizando (B.8) es posible escribir también:

$$\theta_0 = \frac{\lambda}{\pi W_0} \quad (\text{B.19})$$

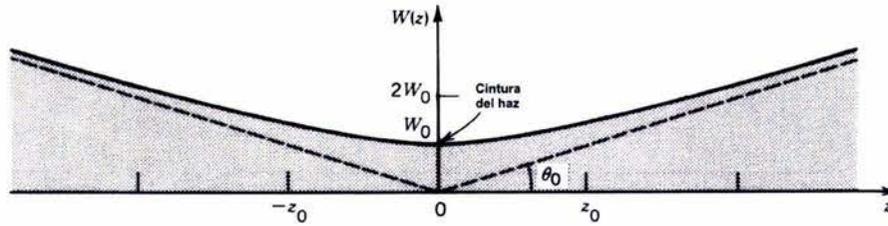


Figura B.3. El radio del haz $W(z)$ presenta su valor mínimo W_0 en la cintura del haz; alcanza $\sqrt{2}W_0$ en $z = \pm z_0$ y aumenta linealmente con z para valores grandes de z [B.1].

B.2.4. Divergencia del haz

Lejos del centro del haz, cuando $z \gg z_0$, el radio del haz crece de manera aproximadamente lineal con z , definiendo un cono cuyo semiángulo es θ_0 . Aproximadamente el 86 % de la potencia del haz está contenida en este cono. La divergencia del haz está entonces definida por dicho ángulo:

$$\theta_0 = \frac{2}{\pi} \frac{\lambda}{2W_0} \quad (\text{B.20})$$

La divergencia del haz es directamente proporcional a la relación entre la longitud de onda λ y el diámetro de la cintura del haz $2W_0$. Si la cintura es adelgazada, el haz diverge. Por lo tanto, para obtener un haz altamente direccional se requieren una longitud de onda pequeña y una cintura de haz grande.

B.2.5. Profundidad de enfoque

Debido a que el haz tiene su mínima anchura en $z = 0$, como se muestra en la [figura B.3](#), dicho haz alcanza su mejor enfoque en el plano $z = 0$. En ambas direcciones a lo largo del eje del haz (z positiva o negativa), éste gradualmente crece “fuera de foco”. La distancia axial a la cual el radio del haz permanece dentro de un factor de $\sqrt{2}$ veces su valor mínimo (esto es, su área permanece dentro de un factor de dos veces su mínimo) es conocida como la profundidad de enfoque o parámetro confocal (*depth of focus* o también *confocal parameter*), mostrada en la [figura B.4](#). Es posible observar de la ecuación (B.17) que la profundidad de enfoque es dos veces el rango de Rayleigh:

$$2z_0 = \frac{2\pi W_0^2}{\lambda} \quad (\text{B.21})$$

La profundidad de enfoque es directamente proporcional al área del haz en su cintura, e inversamente proporcional a la longitud de onda. Por lo tanto, cuando se enfoca un haz a un punto de tamaño pequeño, la profundidad de enfoque es corta y el plano de enfoque debe ser localizado con mayor precisión. Un tamaño de punto pequeño y una gran profundidad de enfoque no pueden obtenerse simultáneamente a menos que la longitud de onda sea pequeña. Por ejemplo, para un láser de He-Ne como el utilizado en el desarrollo del presente trabajo, $\lambda = 632.8$ nm, y a un tamaño de punto de 2 cm corresponde una profundidad de enfoque $2z_0 \approx 1$ km, pero a un tamaño de punto de 20 μm le corresponde una profundidad de enfoque de 1 mm.

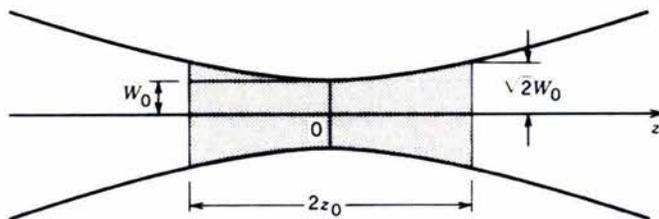


Figura B.4. La profundidad de enfoque de un haz gaussiano [B.1].

B.2.6. Fase

La fase de un haz gaussiano es, según la ecuación (B.9):

$$\varphi(\rho, z) = kz - \zeta(z) + \frac{k\rho^2}{2R(z)} \quad (\text{B.22})$$

En el eje del haz ($\rho = 0$), la fase tiene dos componentes:

$$\varphi(\rho, z) = kz - \zeta(z) \quad (\text{B.23})$$

La primera, kz , es la fase de una onda plana; la segunda representa un retardo de fase $\zeta(z)$ dado por la ecuación (B.10) y que va de $-\pi/2$ cuando $z \rightarrow -\infty$ a $\pi/2$ cuando $z \rightarrow \infty$. Este retardo en fase corresponde a un retraso adicional del frente de onda en comparación con el de una onda plana o una onda esférica (véanse las figuras B.5 y B.8). El retardo total acumulado al viajar la onda desde $z \rightarrow -\infty$ hasta $z \rightarrow \infty$ es de π ; este fenómeno es conocido con el nombre de Efecto Guoy [B.1].

B.2.7. Frentes de onda

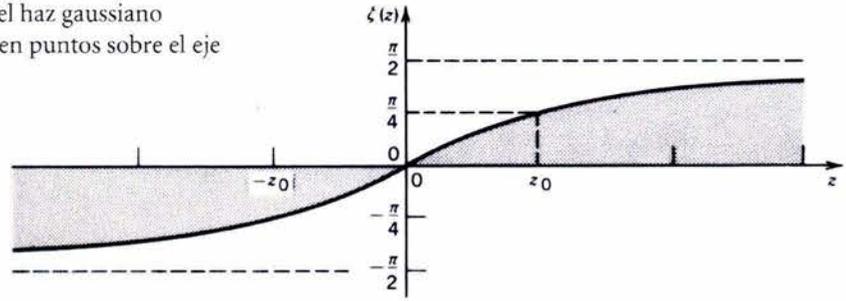
La tercera componente en (B.22) es responsable del doblamiento de los frentes de onda. Representa la desviación de la fase en puntos fuera del eje en un plano transversal determinado en comparación con el punto axial correspondiente. Las superficies de fase constante satisfacen la siguiente ecuación:

$$k \left[z + \frac{\rho^2}{2R(z)} \right] - \zeta(z) = 2\pi q, \quad (\text{B.24})$$

donde q es un número entero. Ya que $\zeta(z)$ y $R(z)$ son funciones de variación relativamente lenta, son aproximadamente constantes en puntos dentro del radio del haz en cada frente de onda. Es válido entonces escribir:

$$z + \frac{\rho^2}{2R} = q\lambda + \frac{\zeta\lambda}{2\pi},$$

Figura B.5. $\zeta(z)$ es el retardo de fase del haz gaussiano respecto de una onda plana uniforme en puntos sobre el eje del haz.



siendo $R = R(z)$ y $\zeta = \zeta(z)$. Esta es precisamente la ecuación de una superficie parabólica con radio de curvatura R . Entonces, $R(z)$, cuya gráfica se muestra en la **figura B.6**, es el radio de curvatura del frente de onda en la posición z en el eje del haz.

Como se muestra en esa misma figura, el radio de curvatura es infinito en $z = 0$, lo cual corresponde a frentes de onda planos. El radio decrece a un valor mínimo en $z = z_0$ de $R(z_0) = 2z_0$. En $z = z_0$ el frente de onda presenta su mayor curvatura (véase la **figura B.7**), y para $z > z_0$ el radio de curvatura incrementa su valor subsecuentemente hasta que $R(z) \approx z$ para $z \gg z_0$. Los frentes de onda son entonces muy semejantes a los de una onda esférica. Para valores negativos de z los frentes de onda siguen un patrón idéntico, excepto por el cambio de signo de su radio de curvatura. Se ha adoptado la convención de que un frente de onda divergente posee un radio positivo y viceversa [B.1].

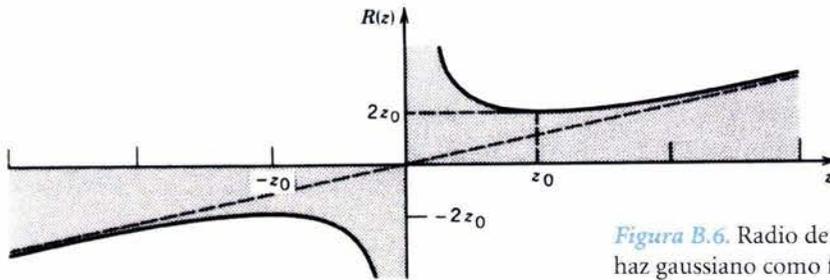
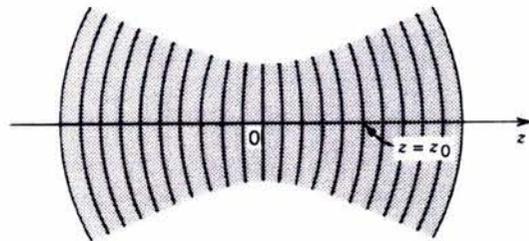


Figura B.6. Radio de curvatura $R(z)$ de los frentes de onda del haz gaussiano como función de z . La línea punteada representa los valores del radio de curvatura de los frentes de onda de una onda esférica [B.1].

Figura B.7. Frentes de onda de un haz gaussiano [B.1].



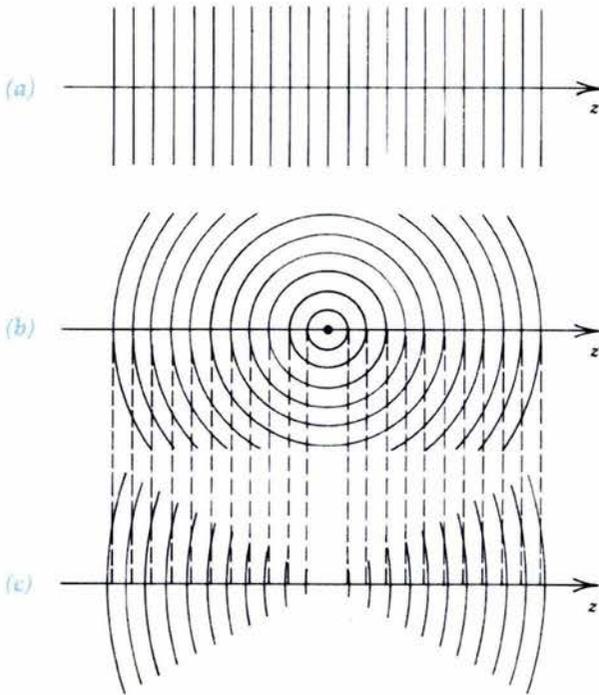


Figura B.8. Frentes de onda de (a) una onda plana uniforme; (b) una onda esférica; (c) un haz gaussiano. En puntos cercanos al centro del haz, el haz gaussiano parece ser una onda plana. Para valores grandes de z el haz se comporta como una onda esférica excepto porque su fase está retardada 90° (lo cual se muestra en la figura como un cuarto de la distancia entre dos frentes de onda adyacentes) [B.1].

En resumen, las propiedades del haz gaussiano son las siguientes:

- En el plano $z = z_0$:
 - a) El radio del haz es $\sqrt{2}$ veces el radio de la cintura, y por lo tanto el área es el doble.
 - b) La intensidad óptica en el haz es la mitad de la intensidad pico.
 - c) La fase del haz está retrasada un ángulo de $\pi/4$ respecto de la fase de una onda plana.
 - d) El radio de curvatura del frente de onda es el mínimo, $R(z_0) = 2z_0$, y por ello la curvatura es la máxima.
- Cerca del centro del haz: En puntos para los cuales $|z| \ll z_0$ y $\rho \ll W_0$, se tiene que $\exp[-\rho^2/W^2(z)] \approx \exp[-\rho^2/W_0^2] \approx 1$, de tal manera que la intensidad del haz es aproximadamente constante. Asimismo, el radio de curvatura del frente de onda $R(z) \approx z_0^2/z$ y $\zeta(z) \approx 0$, de tal manera que la fase $k(z + \rho^2/2R(z)) = kz(1 + \rho^2/2z_0^2) \approx kz$. Como resultado, los frentes de onda son aproximadamente planos, y el haz gaussiano puede ser considerado cerca de su centro como una onda plana.
- Lejos de la cintura del haz: En puntos contenidos dentro del radio de la cintura del haz ($\rho < W_0$) pero alejados de dicha cintura ($z \gg z_0$), la onda se parece mucho a una onda esférica. Debido a que $W(z) \approx W_0 z/z_0 \gg W_0$ y $\rho < W_0$, $\exp[-\rho^2/W^2(z)] \approx 1$, de tal manera que la intensidad del haz es aproximadamente uniforme. Como $R(z) \approx z$, los frentes de onda son aproximadamente esféricos. Entonces, exceptuando el término adicional $\zeta(z) \approx \pi/2$, la amplitud compleja del haz gaussiano es muy aproximada a la amplitud compleja de la onda paraboloidal, que a su vez se aproxima bastante a la amplitud compleja de una onda esférica en regiones paraxiales.

Es conveniente mencionar el hecho de que la envolvente compleja $A(\mathbf{r})$ del haz gaussiano es una solución exacta de la ecuación paraxial de Helmholtz (B.2.a), pero su amplitud compleja correspondiente $U(\mathbf{r}) = A(\mathbf{r}) \exp(-jkz)$ es sólo una solución aproximada de la ecuación de Helmholtz (B.2), debido a que la ecuación paraxial de Helmholtz ya es en sí una aproximación [B.1]. La aproximación será satisfactoria si se cumple que $\partial A/\partial z \ll kz$, lo cual a su vez es posible demostrar que ocurre si $\theta_0 \ll 1$ [B.1].

B.2.8. Parámetros requeridos para caracterizar a un haz gaussiano

Asumiendo que se conoce la longitud de onda λ , las ondas planas están completamente especificadas por su amplitud compleja y su dirección; las ondas esféricas son descritas completamente por su amplitud y la ubicación de su origen; en cambio, el haz gaussiano requiere de un mayor número de parámetros para estar completamente descrito: su amplitud pico (el parámetro A_0 en la ecuación (B.9)), su dirección (el eje del haz), la ubicación de su cintura y otro parámetro adicional, que puede ser, por ejemplo, el radio de la cintura W_0 o el rango de Rayleigh z_0 .

Si se conoce el número complejo $q(z) = z + jz_0$, entonces la distancia z a la cintura del haz y el rango de Rayleigh del mismo pueden ser rápidamente identificados como las partes real e imaginaria de $q(z)$, respectivamente. Con base en lo anterior, el radio de la cintura puede determinarse a partir de (B.8). Por lo tanto el parámetro q , i.e. $q(z)$, es suficiente para caracterizar completamente a un haz gaussiano de amplitud pico y eje conocidos. La dependencia lineal del parámetro q respecto de z permite determinar q en cualquier punto si se conoce su valor en un punto específico. Si $q(z) = q_1$ y $q(z+d) = q_2$, entonces $q_2 = q_1 + d$.

Si la anchura del haz $W(z)$ y el radio de curvatura $R(z)$ son conocidos en un punto arbitrario del eje, entonces el haz puede ser completamente descrito resolviendo (B.6), (B.7) y (B.8) para z , z_0 y W_0 . De manera alternativa, el parámetro q puede ser determinado a partir de $W(z)$ y $R(z)$ utilizando la ecuación (B.5).

B.2.9. Determinación de un haz dadas su anchura y curvatura en un punto

Asumiendo que la anchura $W(z)$ y el radio de curvatura $R(z)$ del haz son conocidos para un punto axial del mismo (figura B.9), es posible demostrar que la cintura del haz se localiza a una distancia z de dicho punto tal que:

$$z = \frac{R}{1 + (\lambda R / \pi W^2)^2} \quad (\text{B.25})$$

y el radio de la cintura es:

$$W_0 = \frac{W}{\sqrt{1 + (\pi W^2 / \lambda R)^2}} \quad (\text{B.26})$$

B.2.10. Identificación de un haz conociendo sus curvaturas en dos puntos distintos

Si se conocen los radios de curvatura de un haz gaussiano en dos diferentes puntos axiales separados una distancia d , como se ilustra en la figura B.10, entonces la ubicación del centro del haz y su profundidad de enfoque pueden determinarse con base en las siguientes ecuaciones:

$$z_1 = \frac{-d(R_2 - d)}{R_2 - R_1 - 2d} \tag{B.27}$$

$$z_0^2 = \frac{-d(R_1 + d)(R_2 - d)(R_2 - R_1 - d)}{(R_2 - R_1 - 2d)^2} \tag{B.28}$$

$$W_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} \tag{B.8}$$

Figura B.9. Conociendo W y R en un punto, es posible determinar z y W_0 .

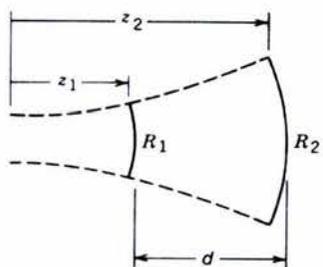
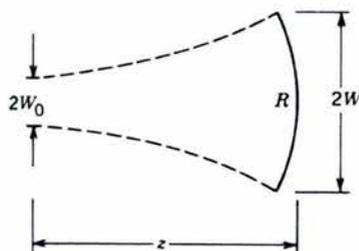


Figura B.10. Conociendo R_1 , R_2 y d , es posible determinar z_1 , z_2 , z_0 y W_0 .

B.3. Transmisión de haces gaussianos a través de componentes ópticos

Si un haz gaussiano es transmitido a través de un conjunto de componentes ópticos con simetría circular, todos ellos alineados con el eje del haz, el haz resultante sigue siendo gaussiano siempre y cuando el sistema en su conjunto mantenga la naturaleza paraxial de la onda. Solamente son alterados los valores de la cintura del haz y su curvatura, de tal manera que se le da una nueva forma al haz.

B.3.1. Transmisión a través de una lente delgada

La transmitancia de amplitud compleja de una lente delgada es proporcional a $\exp(jk\rho^2/2f)$ [B.1]. Cuando un haz gaussiano cruza la lente, su amplitud compleja, dada por la ecuación (B.9), es multiplicada por este factor, lo cual da por resultado un doblamiento de los frentes de onda, pero el radio del haz en la ubicación de la lente no se altera.

Un haz gaussiano centrado en $z = 0$, como el que se muestra en la [figura B.11](#), es transmitido a través de una lente colocada a una distancia z . La fase en el plano justo antes de la lente es $kz + k\rho^2 / 2R - \zeta$, donde $R = R(z)$ y $\zeta = \zeta(z)$ y son determinadas a partir de las ecuaciones (B.7) y (B.10) respectivamente. La fase de la onda transmitida es alterada por la transmitancia de amplitud compleja resultando:

$$\varphi_{salida} = kz + k\frac{\rho^2}{2R} - \zeta - k\frac{\rho^2}{2f} = kz + k\frac{\rho^2}{2R'} - \zeta \quad (\text{B.29})$$

donde:

$$\frac{1}{R'} = \frac{1}{R} - \frac{1}{f} \quad (\text{B.30})$$

Entonces, la onda transmitida es un haz gaussiano con anchura $W' = W$ y radio de curvatura R' , donde R' satisface la ecuación (B.30). Nótese que R es positiva ya que los frentes de onda del haz incidente son divergentes y que R' es negativa debido a que el haz resultante es convergente.

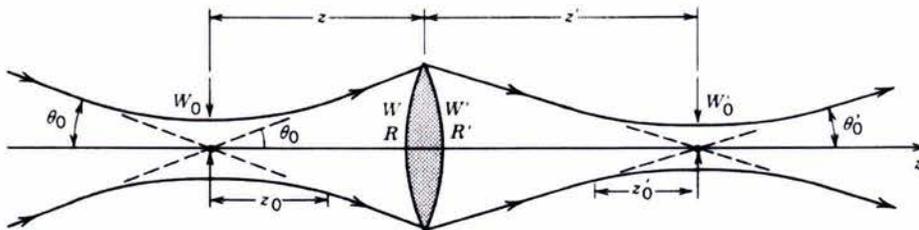
Con base en lo visto anteriormente, los parámetros del haz emergente pueden ser determinados a partir de las ecuaciones (B.25) y (B.26), con las sustituciones adecuadas, quedando el radio de la cintura del nuevo haz expresado como:

$$W_0' = \frac{W}{\sqrt{1 + (\pi W^2 / \lambda R')^2}} \quad (\text{B.31})$$

Por su parte, la cintura del haz emergente está ubicada a una distancia

$$-z' = \frac{R'}{1 + (\lambda R' / \pi W^2)^2} \quad (\text{B.32})$$

de la lente. El signo negativo expresa que la cintura se encuentra a la derecha de la lente (véase la [figura B.11](#)).



[Figura B.11](#). Transmisión de un haz gaussiano a través de una lente delgada [B.1].

Substituyendo las ecuaciones (B.6) y (B.7) en (B.30), (B.31) y (B.32) se obtienen las siguientes expresiones, que relacionan los parámetros de ambos haces:

$$\text{Radio de la cintura:} \quad W_0' = MW_0 \quad (\text{B.33})$$

$$\text{Ubicación de la cintura:} \quad (z'-f) = M^2(z-f) \quad (\text{B.34})$$

$$\text{Profundidad de enfoque:} \quad 2z_0' = M^2(2z_0) \quad (\text{B.35})$$

$$\text{Divergencia:} \quad 2\theta_0' = \frac{2\theta_0}{M} \quad (\text{B.36})$$

$$\text{Aumento:} \quad M = \frac{M_r}{\sqrt{1+r^2}}, \quad (\text{B.37})$$

$$\text{donde:} \quad r = \frac{z_0}{z-f} \quad \text{y} \quad M_r = \left| \frac{f}{z-f} \right| \quad (\text{B.37.a})$$

El factor de aumento M juega un papel importante: la cintura del haz es multiplicada (aumentada) por M , la profundidad de enfoque por M^2 y la divergencia angular es dividida (disminuida) por el factor M .

B.3.2. Límite de la óptica geométrica

Considérese el caso límite en el que $(z-f) \gg z_0$, de tal manera que la lente está muy alejada de la zona ocupada por la profundidad de foco del haz incidente (figura B.12). El haz puede entonces ser considerado una onda esférica, y el parámetro r es despreciable ($r \ll 1$), implicando que $M \approx M_r$, (véase (B.37.a)). De esta manera, las ecuaciones (B.33) a (B.37.a) se reducen a:

$$W_0' \approx MW_0 \quad (\text{B.38})$$

$$\frac{1}{z'} + \frac{1}{z} \approx \frac{1}{f} \quad (\text{B.39})$$

$$M \approx M_r = \left| \frac{f}{z-f} \right| \quad (\text{B.40})$$

Las ecuaciones (B.38) a (B.40) son precisamente las relaciones provistas por la óptica de rayos para la ubicación y tamaño de la imagen de un círculo de luz de diámetro $2W_0$ localizado a una distancia z a la izquierda de una lente delgada. El factor M_r está basado en la teoría de óptica de rayos. Ya que la expresión (B.37) establece que $M < M_r$, el máximo aumento posible de alcanzar es el de la óptica de rayos, M_r . Al aumentar el parámetro r^2 , crece la desviación respecto de la teoría de la óptica de rayos y el aumento es más pequeño. Estas mismas ecuaciones (B.38) a (B.40) también corresponden a los resultados obtenidos a partir de la teoría de óptica ondulatoria para la imagen de una onda esférica formada por una lente delgada utilizando aproximación paraxial [B.1].

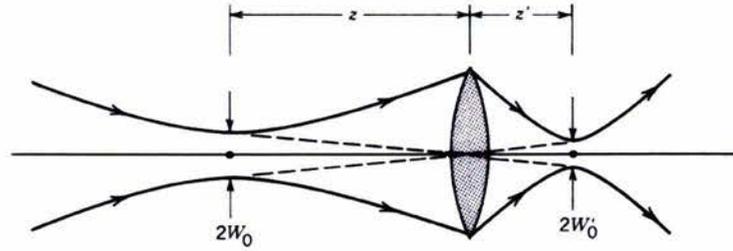


Figura B.12. Imagen de un haz en el límite de la óptica geométrica.

B.4. Modificación de la forma de un haz gaussiano

Una lente o un conjunto de ellas pueden ser utilizados para modificar la forma de un haz gaussiano sin hacerle perder su naturaleza gaussiana.

B.4.1. Enfoque de un haz

Si una lente es colocada en la cintura de un haz gaussiano, como se muestra en la figura B.13, los parámetros del haz gaussiano transmitido se determinan con base en las ecuaciones (B.33) a (B.37.a) sustituyendo $z = 0$, siendo entonces el rayo resultante enfocado a una distancia z' con un radio de cintura W'_0 dados por:

$$W'_0 = \frac{W_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{z_0}{f}\right)^2}} \quad (\text{B.41})$$

$$z' = \frac{f}{1 + \left(\frac{f}{z_0}\right)^2} \quad (\text{B.42})$$

Si la profundidad de enfoque del haz incidente $2z_0$ es mucho mayor que la distancia focal f de la lente (figura B.14), entonces $W'_0 \approx (f/z_0) W_0$, y sabiendo de la ecuación (B.8) que $z_0 = \pi W_0^2 / \lambda$, se obtiene lo siguiente:

$$W'_0 \approx \frac{\lambda}{\pi W_0} f = \theta_0 f \quad (\text{B.43})$$

$$z' \approx f \quad (\text{B.44})$$

El rayo transmitido es enfocado en el plano focal de la lente, como se esperaría que ocurriera para rayos paralelos incidentes en una lente. Esto ocurre debido a que el rayo gaussiano incidente es muy parecido a una onda plana en su cintura. El tamaño de punto esperado según la teoría de rayos sería por supuesto, nulo; sin embargo, en la óptica ondulatoria el radio de la cintura del haz enfocado, W_0' , es proporcional a la longitud de onda λ y a la distancia focal f , e inversamente proporcional al radio de la cintura W_0 del haz incidente. En el límite cuando $\lambda \rightarrow 0$, el tamaño del punto en efecto tiende a cero, concordando con lo establecido por la óptica geométrica.

En diversas aplicaciones, como impresión láser o fusión láser, se desea obtener el tamaño de punto más pequeño posible. Como puede concluirse a partir de (B.43), ello se puede lograr utilizando la longitud de onda más corta, el haz incidente más grueso y la distancia focal más corta posibles. Como la lente debe interceptar el haz incidente, su diámetro D debe ser al menos igual a $2W_0$. Suponiendo que $D = 2W_0$, el diámetro del punto enfocado está dado por:

$$2W_0' \approx \frac{4}{\pi} \lambda F_{\#} \tag{B.45}$$

donde $F_{\#} = f/D$ es el número-F de la lente. Debido a que las expresiones (B.43) y (B.44) son aproximaciones, su validez debe ser confirmada antes de utilizarlas.

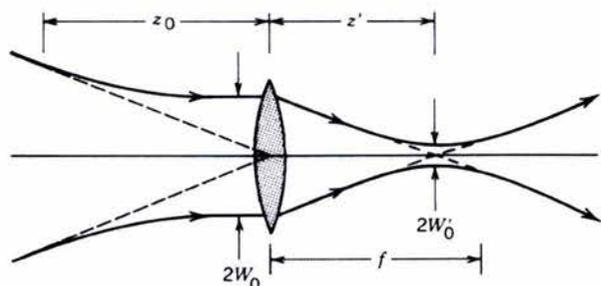
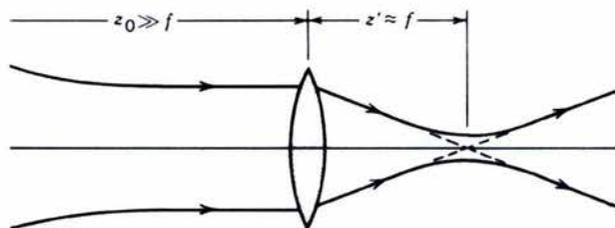


Figura B.13. Enfoque de un haz con una lente en la cintura del haz.

Figura B.14. Enfoque de un haz colimado.



B.4.2. Colimación de un haz

Si un haz gaussiano es transmitido a través de una lente delgada de distancia focal f , es posible demostrar que las ubicaciones de las cinturas de los haces incidente y transmitido, z y z' , se relacionan de la siguiente manera:

$$\frac{z'}{f} - 1 = \frac{z/f - 1}{(z/f - 1)^2 + (z_0/f)^2} \quad (\text{B.46})$$

La relación anterior se muestra en la [figura B.15](#), para distintos valores de z_0/f . Un haz es colimado haciendo que la ubicación de la nueva cintura z' se encuentre lo más alejada posible de la lente, lo cual se logra utilizando una relación z_0/f pequeña (profundidad de enfoque corta y distancia focal grande). Para una relación z_0/f determinada, el valor óptimo de z para la colimación es $z = f + z_0$.

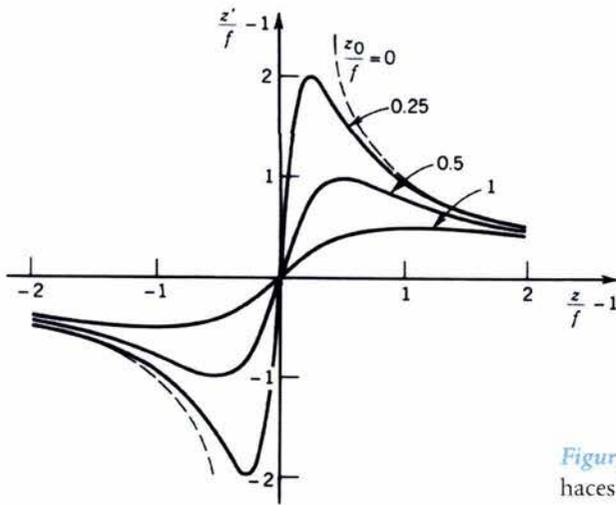


Figura B.15. Relación entre las posiciones de las cinturas de los haces incidente y transmitido a través de una lente delgada.

B.4.3. Expansión de haz

Un haz gaussiano es expandido y colimado utilizando dos lentes de distancias focales f_1 y f_2 , como se muestra en la [figura B.16](#). Los parámetros del rayo inicial (W_0, z_0) son modificados por la primera lente a (W_0'', z_0'') y después son alterados por la segunda lente a (W_0', z_0'). La primera lente, que posee una distancia focal corta, sirve para reducir la profundidad de enfoque $2z_0''$ del haz, preparándolo para la colimación realizada por la segunda lente, que posee una distancia focal grande. El sistema funciona como un telescopio kepleriano invertido.

Si $f_1 \ll z$ y $z - f_1 \ll z_0$, es posible demostrar que la distancia d óptima para que la distancia z' de la segunda lente a la cintura del haz final sea máxima, tiene un valor:

$$d = f_1 + f_2 + z_0'' \quad (\text{B.47})$$

Bajo estas mismas condiciones es posible demostrar que el aumento total del sistema expensor es:

$$\frac{W_0'}{W_0} = \frac{f_2}{f_1} \sqrt{2} \frac{(z - f_1)}{z_0} \quad (\text{B.48})$$

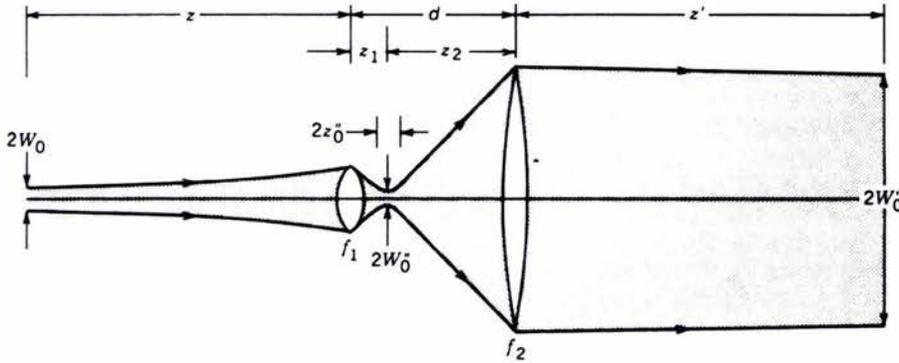


Figura B.16. Expansión de un haz utilizando un sistema de dos lentes.

B.4.4. Reflexión de un haz gaussiano en un espejo esférico

Partiendo de que la reflectancia de amplitud compleja de un espejo es proporcional a $\exp(-jk\rho^2/R)$, utilizando la convención de que $R < 0$ para espejos cóncavos y $R > 0$ para espejos convexos ([B.1], [B.2]), el efecto producido por un espejo en un haz gaussiano de radio de curvatura R_1 y anchura W_1 es reflejar el haz y multiplicar su fase por el factor $-k\rho^2/R$, manteniendo su radio inalterado. El haz reflejado sigue siendo gaussiano y sus parámetros W_2 y R_2 están dados por:

$$W_2 = W_1 \quad (\text{B.49})$$

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} + \frac{2}{R} \quad (\text{B.50})$$

La ecuación (B.50) es la misma que la (B.30) si $f = -R/2$. Por lo tanto, el haz gaussiano es modificado de la misma manera como ocurre en una lente, excepto por la dirección invertida de propagación. Existen tres casos especiales de interés, que se ilustran en la figura B.17.

- Si el espejo es plano, i.e., $R \rightarrow \infty$, entonces $R_2 = R_1$; el espejo invierte la dirección del rayo sin alterar su curvatura (figura B.17(a)).
- Si $R_1 \rightarrow \infty$, i.e., el espejo se encuentra situado en la cintura del haz incidente, entonces $R_2 = R/2$. Si el espejo es cóncavo, entonces $R < 0$ y $R_2 < 0$, de tal manera que los frentes de onda del haz reflejado adquieren radios de curvatura negativos y son convergentes. Entonces el espejo enfoca el haz a un tamaño de punto más pequeño, como se ilustra en figura B.17(b).

- Si $R_1 = -R$, i.e., el haz incidente tiene la misma curvatura que el espejo, entonces $R_2 = R$. Los frentes de onda tanto del haz incidente como del reflejado coinciden con el espejo y así las ondas reflejadas vuelven a trazar la trayectoria de las incidentes, como se muestra en la [figura B.17\(c\)](#), ya que las normales a los frentes de onda son también normales a la superficie del espejo, el cual refleja entonces a las ondas sobre sí mismas. En la [figura B.17\(c\)](#) el espejo es cóncavo ($R < 0$); el haz incidente es divergente ($R_1 > 0$) y el haz reflejado es convergente ($R_2 < 0$).

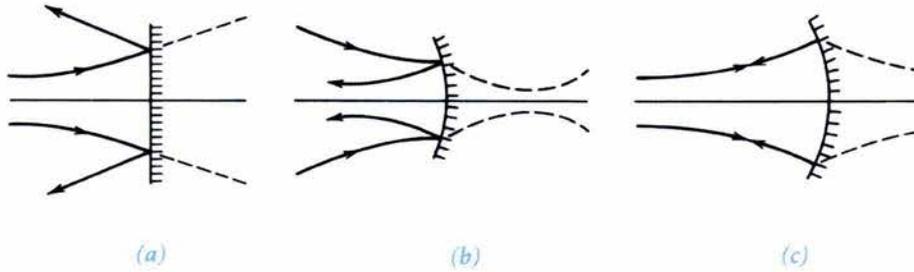


Figura B.17. Reflexión de un haz gaussiano de curvatura R_1 en un espejo de curvatura: (a) $R \rightarrow \infty$; (b) $R_1 \rightarrow \infty$; (c) $R = -R$. Las líneas punteadas muestran los efectos que se presentarían si se reemplazara el espejo con una lente de distancia focal $f = -R/2$.

B.5. Bibliografía del Apéndice B

- [B.1] Saleh B. E. A. and Teich M. C. *Fundamentals of Photonics*, Wiley-Interscience (1991).
- [B.2] Hecht E. y Zajac A. *Óptica*, Addison-Wesley-Longman de México, México (1998).

ESPECIFICACIONES TÉCNICAS DE EQUIPO

En la presente sección se muestran las hojas de especificaciones de los equipos láser y ópticos, la mayoría de los instrumentos electrónicos utilizados y las características más importantes de los materiales de posicionamiento y montaje, con diagramas de sus dimensiones físicas, en el mismo orden en que aparecen en la [Sección 5.2](#), “Equipos y materiales”. En el caso de materiales tales como tubos o postes de montaje del mismo tipo pero de diferentes longitudes, se muestran las hojas de especificaciones, la fotografía y el diagrama de dimensiones de sólo uno de ellos.

Introduction
to LasersDiode-Pumped
Solid State LasersIon and Helium Cadmium
Lasers

Helium Neon Lasers

Diode Laser Assemblies

Laboratory
Diode Laser Drivers

Laser Accessories



Available in:
 ✓ Production Quantities
 ✓ Custom Configurations

Cylindrical Helium Neon Laser Systems

- Red, green, yellow, orange, or near infrared output
- Complete systems, including power supply
- CDRH and CE (230 Vac only) compliant

Melles Griot manufactures a wide variety of cylindrical HeNe laser systems, only a few of which are represented here. All laser heads are mounted in rugged aluminum housings and come with a matched power supply. All systems meet CDRH requirements for laser equipment and -230 volt versions are CE compliant. Lasers are available in randomly polarized or linearly polarized versions (with >500:1 extinction ratio).

SPECIFICATIONS: CYLINDRICAL HELIUM NEON LASER SYSTEMS

Output Mode: TEM₀₀ (>95%)

Quality Factor (M²): <1.05 (TEM₀₀, typical)

Angular Drift: <0.03 mrad after 15 min

Static Alignment:

Centered to outer cylinder within 0.25 mm
Bore sighted to <0.1 mrad

Amplitude Stability:

Noise (30 Hz to 10 MHz)**: <0.5% rms
Long-Term Drift: ±2%

Electrical Specifications:

Input Voltage: 100, 115, or 230 Vac ±10%
Input Frequency: 50–60 Hz

General Specifications:

Temperature:

Operating: –20°C to +40°C
Nonoperating: –40°C to +80°C

Humidity:

Operating: 0–90%, Nonoperating: 0–100%

Shock: 25 g for 11 msec

Red (632.8 nm) Cylindrical Helium Neon Laser Systems

CW Output Power (mW)	Beam Diameter 1/e ² (mm)	Beam Divergence (mrad)	Max Mode Sweep (%)	Polarization	Longitudinal Mode Spacing (MHz)	Laser Head Dimensions Length x Diameter (mm)	Power Supply Style	Safety Classification		PRODUCT NUMBER*
								CDRH	IEC	
0.5	0.46	1.77	10	Random	1063	177.8 x 31.8	A	II	2	25 LHR 213
0.5	0.46	1.77	10	Linear	1063	177.8 x 31.8	A	II	2	25 LHP 213
1.0	0.59	1.35	5	Random	687	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHR 111
1.0	0.59	1.35	5	Linear	687	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHP 111
2.0	0.76	1.06	5	Random	636	279.9 x 35.1	A	IIIa	3B	25 LHR 073
2.0	0.76	1.06	5	Linear	636	279.9 x 35.1	A	IIIa	3B	25 LHP 073
2.0	0.59	1.35	5	Random	687	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHR 121
2.0	0.59	1.35	5	Linear	687	271.8 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LHP 121
2.5	0.52	1.53	10	Random	822	224.8 x 31.8	A	IIIa	3B	25 LHR 691
2.5	0.52	1.53	10	Linear	822	224.8 x 31.8	A	IIIa	3B	25 LHP 691
5.0	0.80	1.00	2	Random	438	396.2 x 44.5	A	IIIb	3B	25 LHR 151
5.0	0.80	1.00	2	Linear	438	396.2 x 44.5	A	IIIb	3B	25 LHP 151
7.0	1.02	0.79	2	Random	373	455.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHR 171
7.0	1.02	0.79	2	Linear	373	455.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHP 171
10.0	0.65	1.24	2	Random	341	483.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHR 991
10.0	0.65	1.24	2	Linear	341	483.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHP 991
17.0	0.96	0.84	2	Random	257	637.3 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHR 925
17.0	0.96	0.84	2	Linear	257	637.3 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LHP 925

*Add the appropriate dash number to indicate input voltage: -249 for 115 Vac, -230 for 230 Vac, or -461 for 100 Vac.

Introduction
to Lasers

Diode Pumped
Solid-State Lasers

Ion and Helium Cadmium
Lasers

Helium Neon Lasers

Diode Laser Assemblies

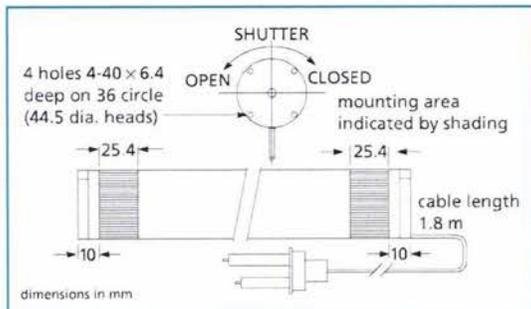
Laboratory
Diode Laser Drivers

Laser Accessories

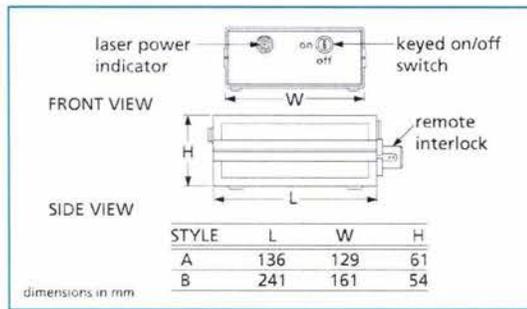
Green, Yellow, Orange, and Near Infrared Cylindrical HeNe Laser Systems

Output Power (mW)	Beam Diameter 1/e ² (mm)	Beam Divergence (mrad)	Max Mode Sweep (%)	Polarization	Longitudinal Mode Spacing (MHz)	Laser Head Dimensions Length x Diameter (mm)	Power Supply Style	Safety Classification		PRODUCT NUMBER*
								CDRH	IEC	
Wavelength: 543.5 nm (green)										
0.20	0.63	1.26	14	Random	732	240.9 x 35.1	A	II	2	25 LGR 025
0.30	0.77	0.90	10	Linear	438	396.2 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LGP 151
0.30	0.79	0.89	5	Linear	373	455.9 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LGP 173
0.50	0.80	1.01	10	Random	438	396.2 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LGR 151
0.80	0.79	0.88	5	Random	373	455.9 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LGR 173
1.00	0.88	0.81	5	Linear	328	510.3 x 44.5	B	IIIa	3B	25 LGP 193
1.50	0.86	0.81	5	Random	328	510.3 x 44.5	B	IIIa	3B	25 LGR 193
2.00	0.86	0.81	5	Random	328	510.3 x 44.5	B	IIIa	3B	25 LGR 393
Wavelength: 594.1 nm (yellow)										
0.35	0.63	1.26	14	Random	732	240.9 x 35.1	A	II	2	25 LYR 025
0.75	0.80	1.01	10	Random	438	396.2 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LYR 151
1.00	0.75	0.92	5	Linear	373	455.9 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LYP 173
2.00	0.75	0.92	5	Random	373	455.9 x 44.5	A	IIIa	3B	25 LYR 173
Wavelength: 611.9 nm (orange)										
0.50	0.63	1.26	14	Random	732	240.9 x 35.1	A	II	2	25 LOR 025
2.00	0.75	1.05	10	Random	438	396.2 x 44.5	A	IIIb	3B	25 LOR 151
Wavelength: 1.523 μm (infrared)**										
0.80	1.26	1.59	10	Linear	438	396.2 x 44.5	A	IIIb	3B	25 LIP 151
0.80	1.33	1.48	10	Linear	373	455.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LIP 171
1.00	1.26	1.59	10	Random	438	455.9 x 44.5	A	IIIb	3B	25 LIR 151
1.00	1.33	1.48	10	Random	373	455.9 x 44.5	B	IIIb	3B	25 LIR 171

* Add the appropriate suffix to the product number to indicate input voltage: -249 for 115 Vac, -230 for 230 Vac, or -461 for 100 Vac.
 ** Noise unspecified for 1.523 μm 25 LIRIP series.



Cylindrical helium neon Laser head



Cylindrical helium neon laser power supplies

Singlets

Doublets & Triplets

Cylindrical Optics

Mirrors

Prisms & Retroreflectors

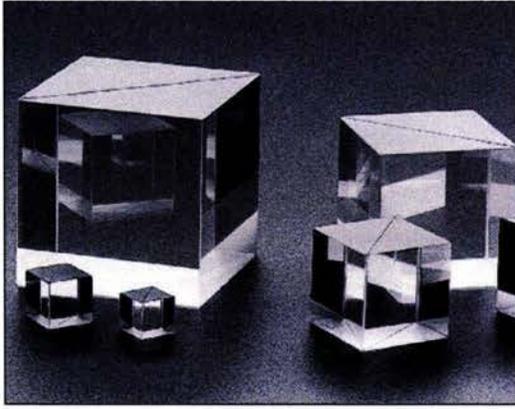
Beamsplitters, Windows, Optical Flats

Polarization Components

Filters

High Energy Laser Optics

Diode Laser Optics



Cube beamsplitters are recommended for use with collimated or nearly collimated light. Convergent or divergent beams will contribute unwanted spherical aberration to an optical system.

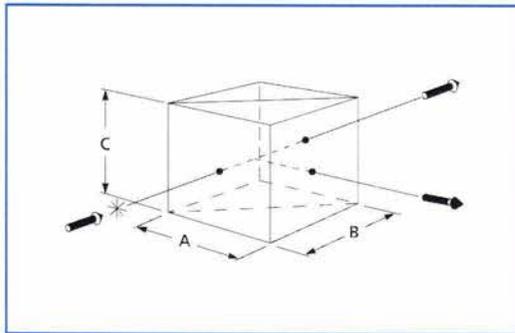
Cube beamsplitters have several advantages over plate beamsplitters:

- Easier to mount
- Ideal for beam superposition
- Less ghosting
- Less deformation resulting from mechanical stress
- Coatings more resistant to degradation over time because they are sealed into the body of the cube.

Cube beamsplitters are available in three types: broadband hybrid, includes broadband dielectric, and laser-line nonpolarizing. The selection includes different sizes and covers the ultraviolet, visible, and near-infrared spectra.

Cube beamsplitters consist of matched pairs of right angle prisms cemented together. The hypotenuse of one prism has a partial reflection coating. A black dot on the ground side of the prism indicates which prism has the partial reflector on the hypotenuse. The incident beam must enter the prism containing the partial reflector first. Melles Griot offers a variety of cube beamsplitters, as detailed on the following pages.

Melles Griot offers a range of cube beamsplitter mounts. Full details can be found in chapter 25, *Mirror/Beamsplitter Mounts and Prism Tables*.



03 BSC broadband hybrid cube beamsplitters

11.8 MELLES GRIOT

Available in:
 ✓ Production Quantities
 ✓ Custom Sizes

Cube Beamsplitters

Broadband Hybrid Cube Beamsplitters

- A hybrid metal dielectric coating exhibits moderate absorption with little polarization sensitivity.
- These beamsplitters are fairly insensitive to changes in angle of incidence.
- Performance is relatively flat across a large spectral band.

SPECIFICATIONS: VISIBLE AND NEAR-IR BROADBAND HYBRID CUBE BEAMSPLITTERS

Edge Tolerance: ± 0.3 mm

Material: BK7, grade A fine annealed

Face Flatness: $\lambda/2$ per clear aperture at 632.8 nm

Transmission: $45\% \pm 6\%$ ($\pm 5\%$ variation with wavelength)

Absorption: $<10\%$

Transmitted Beam Deviation: <10 arc minutes

Coatings:

HEBBAR™ antireflection coating (entrance and exit faces)

Surface Quality: 60-40 scratch and dig, beveled edges

Visible and Near-IR Broadband Hybrid Cube Beamsplitter

Wavelength Range (nm)	A=B=C (mm)	PRODUCT NUMBER
Visible 420-700	5.0	03 BSC 001
	10.0	03 BSC 003
	12.7	03 BSC 005
	20.0	03 BSC 007
	25.4	03 BSC 009
Near-IR 700-1100	30.0	03 BSC 011
	40.0	03 BSC 013
	50.8	03 BSC 015
	5.0	03 BSC 023
	10.0	03 BSC 025
	12.7	03 BSC 026
	20.0	03 BSC 027
	25.4	03 BSC 029
	50.8	03 BSC 035

Visit Us OnLine! www.mellesgriot.com

Singlets

Doublers & Triplets

Cylindrical Optics

Mirrors

Prisms & Retroreflectors

Beamsplitters, Windows, Optical Flats

Polarization Components

Filters

High Energy Laser Optics

Diode Laser Optics

SPECIFICATIONS:
UV BROADBAND HYBRID CUBE BEAMSPLITTERS

Edge Tolerance: ± 0.3 mm

Material: UV-grade synthetic fused silica

Face Flatness: $\lambda/4$ per clear aperture at 632.8 nm

Transmission:

43% \pm 6% for 280–400 nm wavelength range

38% \pm 6% for 250–280 nm wavelength range

s- and p-components matched to within 5% for both ranges

Absorption: <24%

Transmitted Beam Deviation: <10 arc minutes

Coatings:

<1% reflectance (entrance and exit faces)

Surface Quality: 40–20 scratch and dig, beveled edges

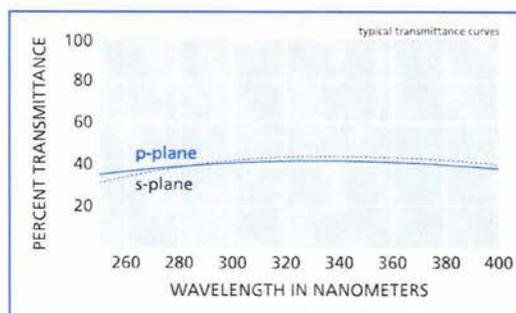
UV Broadband Hybrid Cube Beamsplitter

Wavelength Range (nm)	A=B=C (mm)	PRODUCT NUMBER
250–400	12.7	03 BSC 055
	25.4	03 BSC 057

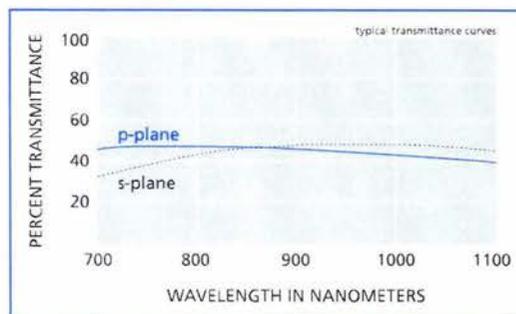
APPLICATION NOTE

Measuring Collimated Beams

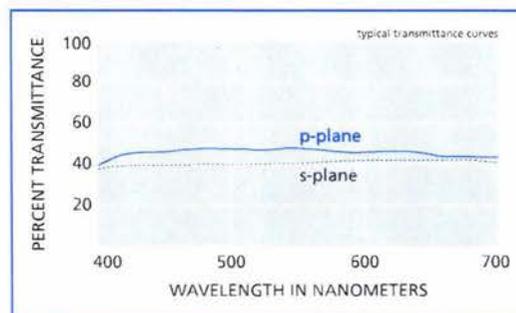
A plate or cube beamsplitter can introduce spherical aberration into an uncollimated beam. A shear plate collimation tester (see Chapter 51, *Lab Accessories*) can be used to assess the state of the collimation.



Broadband hybrid cube beamsplitter for 250–400 nm



Broadband hybrid cube beamsplitter for 700–1100 nm



Broadband hybrid cube beamsplitter for 420–700 nm

Singlets

Doublets & Triplets

Cylindrical Optics

Mirrors

Prisms & Retroreflectors

Beamsplitters, Windows, Optical Flats

Polarization Components

Filters

High Energy Laser Optics

Diode Laser Optics

Broadband Dielectric Cube Beamsplitters

- The dielectric coating has negligible absorption.
- Reflected and transmitted beams have similar intensities for average s- and p-polarizations over a broad wavelength range.
- These beamsplitter are extremely polarization sensitive.

SPECIFICATIONS: VISIBLE AND NEAR-IR BROADBAND DIELECTRIC CUBE BEAMSPLITTERS

Edge Tolerance: ± 0.3 mm
 Material: BK7, grade A fine annealed
 Face Flatness: $\lambda/2$ per clear aperture at 632.8 nm
 Transmission: $50\% \pm 5\%$
 ($\pm 3\%$ variation with wavelength), for average polarization
 Absorption: $<0.5\%$
 Transmitted Beam Deviation: <10 arc minutes
 Coatings:
 HEBBAR™ antireflection coating (entrance and exit faces)
 Surface Quality: 60–40 scratch and dig, beveled edges

SPECIFICATIONS: UV BROADBAND DIELECTRIC CUBE BEAMSPLITTERS

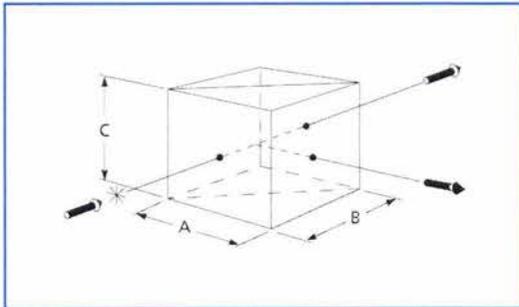
Edge Tolerance: ± 0.3 mm
 Material: UV grade synthetic fused silica
 Face Flatness: $\lambda/4$ per clear aperture at 632.8 nm
 Transmission:
 50% \pm 5% for 280–440 nm wavelength range
 45% \pm 5% for 250–280 nm wavelength range
 Absorption: $<10\%$
 Transmitted Beam Deviation: <10 arc minutes
 Coatings: $<1\%$ reflectance (entrance and exit faces)
 Surface Quality: 40–20 scratch and dig, beveled edges

Broadband Dielectric Cube Beamsplitters

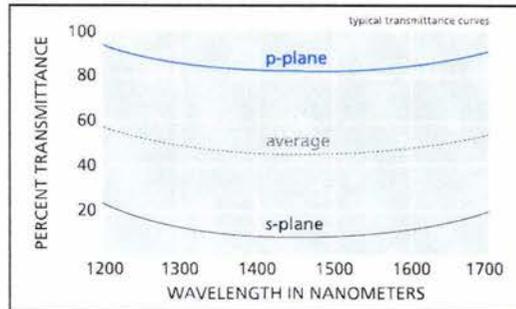
Wavelength Range (nm)	A=B=C (mm)	PRODUCT NUMBER	
UV 250–440	12.7	03 BSD 076	
	25.4	03 BSD 077	
	Visible 450–650	5.0	03 BSD 002
		10.0	03 BSD 004
		12.7	03 BSD 006
	20.0	03 BSD 008	
	25.4	03 BSD 012	
		30.0	03 BSD 014
		40.0	03 BSD 016
		50.8	03 BSD 018
Near-IR 650–900		5.0	03 BSD 042
		10.0	03 BSD 044
	12.7	03 BSD 046	
	20.0	03 BSD 048	
	25.4	03 BSD 052	
	50.8	03 BSD 058	
	Near-IR 900–1300	5.0	03 BSD 062
		10.0	03 BSD 064
		12.7	03 BSD 066
		20.0	03 BSD 068
25.4		03 BSD 072	
	50.8	03 BSD 078	
	Near-IR 1300–1600	5.0	03 BSD 024
		10.0	03 BSD 026
		12.7	03 BSD 027
		20.0	03 BSD 028
25.4		03 BSD 032	
50.8	03 BSD 038		

CUSTOM BEAMSPLITTERS

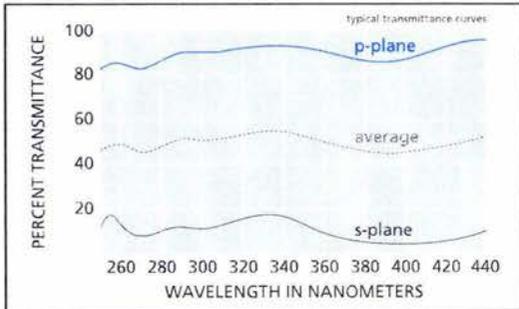
In addition to the standard products listed here, Melles Griot produces a variety of custom beamsplitters. These beamsplitter coatings can be applied to almost any right angle prism listed on page 10.4 if you require a size not offered here. Alternately, we also have the expertise to design and fabricate custom coatings for other wavelengths or split ratios.



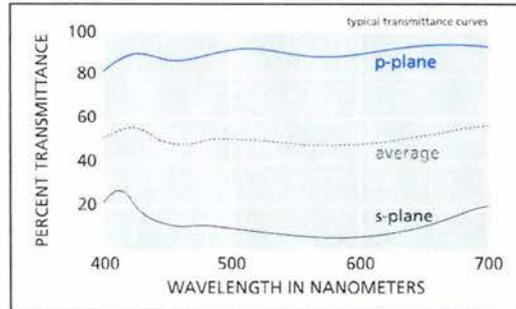
03 BSD broadband dielectric cube beamsplitter



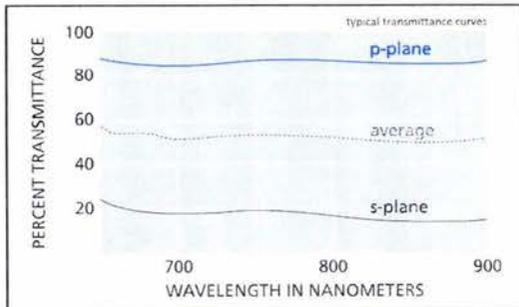
Broadband dielectric cube beamsplitter for 1300–1600 nm



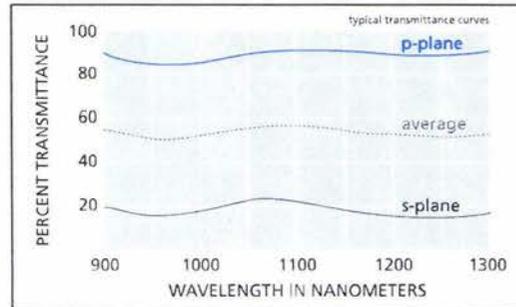
Broadband dielectric cube beamsplitter for 250–440 nm



Broadband dielectric cube beamsplitter for 450–650 nm



Broadband dielectric cube beamsplitter for 650–900 nm



Broadband dielectric cube beamsplitter for 900–1300 nm

Visit Us Online! www.mellesgriot.com

MELLES GRIO 11.11

Singlets

Doublets & Triplets

Cylindrical Optics

Mirrors

Prisms &
RetroreflectorsBeamsplitters,
Windows,
Optical FlatsPolarization
Components

Filters

High Energy
Laser OpticsDiode Laser
Optics

Laser-Line Nonpolarizing Dielectric Cube Beamsplitters

- The beamsplitters are designed for applications in which polarization effects must be kept to a minimum.
- They are optimized for high performance at specific wavelengths.
- Their all totally dielectric construction provides negligible absorption.

SPECIFICATIONS: LASER-LINE NONPOLARIZING DIELECTRIC CUBE BEAMSPLITTERS

Edge Tolerance: ± 0.3 mm

Material: BK7, grade A fine annealed

Face Flatness: $\lambda/2$ per clear aperture at 632.8 nm

Transmission:

50% \pm 5% for any polarization with the s- and p-components matched to within 3%

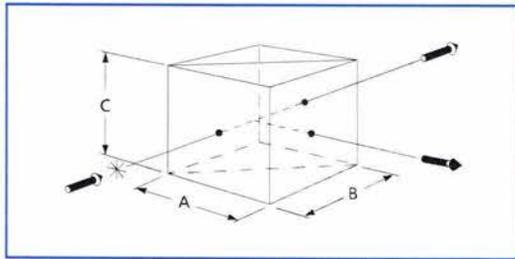
Absorption: <0.5%

Transmitted Beam Deviation: <10 arc minutes

Coatings:

HEBBAR™ antireflection coating (entrance and exit faces)

Surface Quality: 60-40 scratch and dig, beveled edges



03 BSL laser-line nonpolarizing dielectric cube beamsplitters

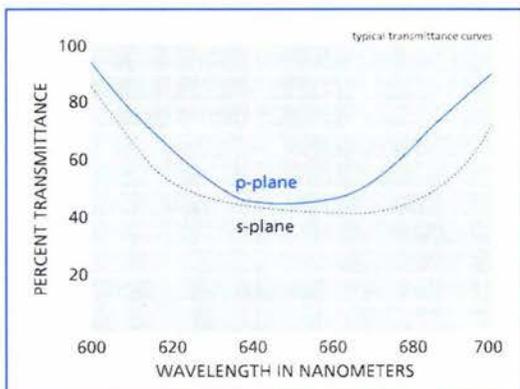
Laser-Line Nonpolarizing Dielectric Cube Beamsplitters

Wavelength (nm)	A=B=C (mm)	PRODUCT NUMBER
632.8	5.0	03 BSL 042
	10.0	03 BSL 043
	12.7	03 BSL 046
	20.0	03 BSL 044
	25.4	03 BSL 045
670	5.0	03 BSL 032
	10.0	03 BSL 033
	12.7	03 BSL 036
	20.0	03 BSL 034
	25.4	03 BSL 035
780	5.0	03 BSL 052
	10.0	03 BSL 053
	12.7	03 BSL 056
	20.0	03 BSL 054
	25.4	03 BSL 055
830	5.0	03 BSL 062
	10.0	03 BSL 063
	12.7	03 BSL 066
	20.0	03 BSL 064
	25.4	03 BSL 065

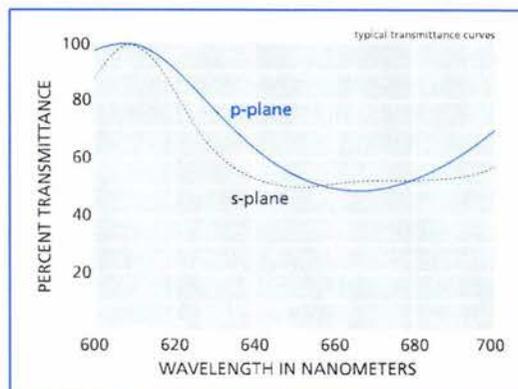
APPLICATION NOTE

Laser-Line Nonpolarizing Dielectric Cube Beamsplitters

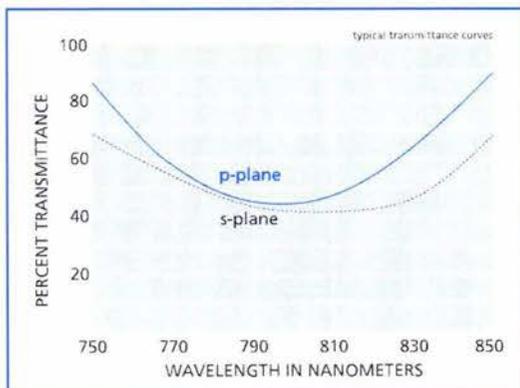
Laser-line nonpolarizing cube beamsplitters are particularly useful with randomly polarized lasers. In a randomly polarized laser, polarization ratio and direction can be time varying. Using a randomly polarized laser with a polarization sensitive component, can lead to changes in transmission value over time. A non-polarizing dielectric beamsplitter ensures stable performance regardless of the sources polarization state.



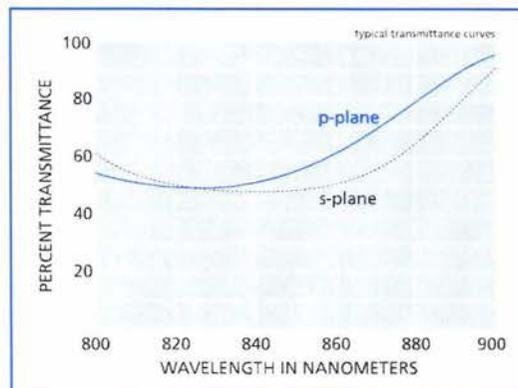
Laser-line nonpolarizing dielectric cube beamsplitter for 632.8 nm



Laser-line nonpolarizing dielectric cube beamsplitter for 670 nm



Laser-line nonpolarizing dielectric cube beamsplitter for 780 nm



Laser-line nonpolarizing dielectric cube beamsplitter for 830 nm

- Singlets
- Doublets & Triplets
- Cylindrical Optics
- Mirrors
- Prisms & Retroreflectors
- Beamsplitters, Windows, Optical Flats
- Polarization Components
- Filters
- High Energy Laser Optics
- Diode Laser Optics

DET110 Detector: Si PIN, Rise Time: 20ns, Active Area: 13mm² (3.6 X 3.6mm), Spectral Range: 350-1100nm



- High Speed Response
- 320nm to 1100nm
- Easy to Use
- Internal Bias Battery

The DET series detectors are compact, versatile high-speed optical detectors. Each model comes complete with a fast PIN photodiode and an internal bias battery package in a rugged aluminum housing. With a wide bandwidth DC-coupled output, these detectors are ideal for monitoring fast-pulsed lasers as well as DC sources. The direct photodiode anode current is provided on a rear panel BNC. This output is easily converted to a positive voltage by using a terminating resistor. We recommend a 50 load resistance for faster response times. Each DET housing includes a SM1 series coupler (SM1T1) to allow easy integration of the lens tubes required to install ND filters, spectral filters and lenses. The optical head is fully compatible with Thorlabs SM1-series and cage plate accessories. Also available are fiber optic adapters for use with connectorized fiber.

Price: **\$93.00** Each, Euro: **€102.30** Availability: **In Stock** Weight: **0.13 lbs,**
0.06 kg

Quantity:

- Order - DET110 -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Spec Sheet](#)
[Product FAQ's](#)

Price: **\$93.00** Each, Euro: **€102.30** Availability: **In Stock** Weight: **0.13 lbs,**
0.06 kg

Quantity:

- Order - DET110/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Spec Sheet](#)
[Product FAQ's](#)

Part Numbers ending in **/M** denote Metric Product. Ending in **-EC** denote European Current.

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on DET110 <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on DET110

DET110 - HIGH-SPEED SILICON DETECTOR

DESCRIPTION:

Thorlabs' DET110 is a ready-to-use high-speed photo detector. The unit comes complete with a photodiode and internal 12V bias battery enclosed in a ruggedized aluminum housing. The head includes a removable 1" optical coupler (SM1T1), providing easy mounting of ND filters, spectral filters and other Thorlabs 1" stackable lens mount accessories. Also available are fiber adapters (SMA, FC and ST style). An #8-32 tapped hole is provided on the base of the housing to mount the detector directly to a Thorlabs' positioning device (1/2" post holder, mounting plates, etc.).

SPECIFICATIONS:

Detector:	Silicon PIN	Housing:	Black Anodized Aluminum
Spectral Response:	320-1100nm	Size:	φ1.43" x 1.67"
Peak Wavelength:	960nm+/-50nm	Output:	BNC, DC-Coupled
Rise/Fall Time¹:	20ns	Bias:	12V Battery (Type A23)
Diode Capacitance:	20pF	Mounting:	8-32 (M4) Tapped Hole
NEP:	1.2 x 10 ⁻¹⁴ W/√HZ	Diode:	TO-5, Anode Marked
Dark Current:	10nA	Socket:	
Active Area:	13mm ² 3.6mm x 3.6mm square	Damage Threshold:	100mW CW 0.5 J/cm ² (10ns pulse)
Linearity Limit:	1mW		

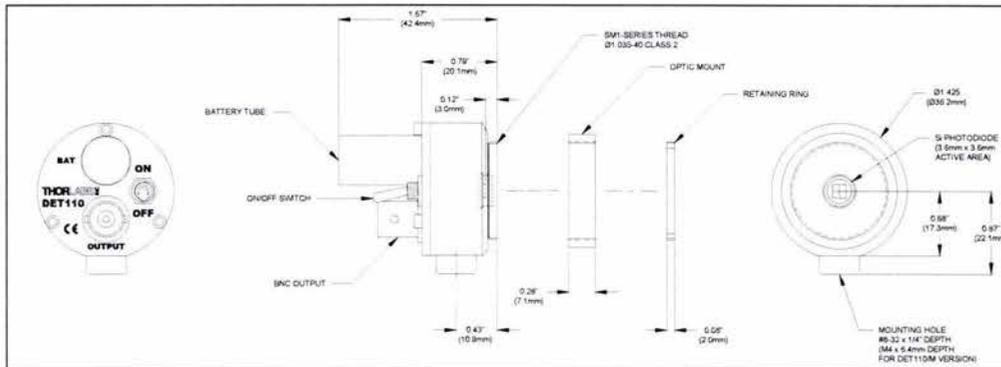


Figure 1. - Mechanical Dimensions

OPERATION:

Thorlabs DET series are ideal for measuring both pulsed and CW light sources. The DET110 includes a reversed-biased PIN photo diode, bias battery, and ON/OFF switch packaged in a ruggedized housing. The BNC output signal is the direct photocurrent out of the photo diode anode and is a function of the incident light power and wavelength. The Spectral Responsivity, $\mathcal{R}(\lambda)$, can be obtained from Figure 2 to estimate the amount of photocurrent to expect. Most users will wish to convert this photocurrent to a voltage for viewing on an oscilloscope or DVM. This is accomplished by adding an external load resistance, R_{LOAD} . The output voltage is derived as:

$$V_O = P * \mathcal{R}(\lambda) * R_{LOAD}$$

The bandwidth, f_{BW} , and the rise-time response, t_R , are determined from the diode capacitance, C_J , and the load resistance, R_{LOAD} as shown below:

$$f_{BW} = 1 / (2 * \pi * R_{LOAD} * C_J)$$

$$t_R = 0.35 / f_{BW}$$

For maximum bandwidth, we recommend using a 50Ω coax cable with a 50Ω terminating resistor at the end of the coax. This will also minimize ringing by matching the coax with its characteristic impedance. If bandwidth is not important, you may increase the amount of voltage for a given input light by increasing the R_{LOAD} up to a maximum of 10KΩ.

Note: The detector has an AC path to ground even with the switch in the OFF position. It is normal to see an output response to an AC signal with the switch in this state. However, because the detector is unbiased, operation in this mode is not recommended.

Figure 2 - Typical DET110 Spectral Responsivity Curve

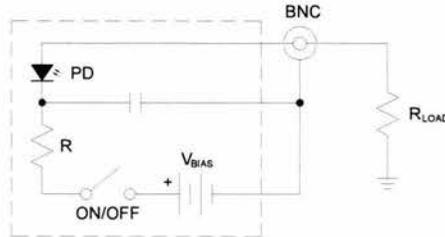
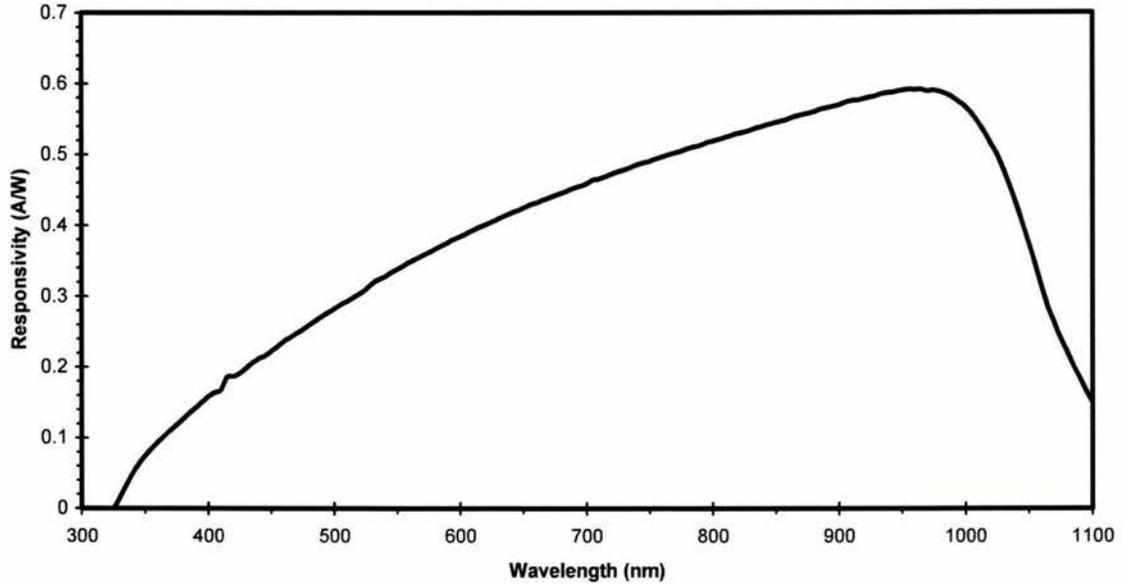


Figure 3 – Circuit Block Diagram

FIBER ADAPTERS AND OTHER ACCESSORIES

Thorlabs sells a number of accessories that are compatible with the 1" thread on the DET housing including FC, SMA, and ST fiber adapters, stackable lens tubes for mounting optics, and cage assemblies that allow the DET to be incorporated into elaborate 3-D optical assemblies.

Caution: The DET110 was designed to allow maximum accessibility to the photo detector by having the front surface of the diode extend outside of the DET housing. When using fiber adapters, make sure that the fiber ferrule does not crash into the detector. Failure to do so may cause damage to the diode and / or the fiber. An easy way to accomplish this is to install a SM1RR retaining ring (included with the DET110) inside the 1" threaded coupler *before* installing the fiber adapter.

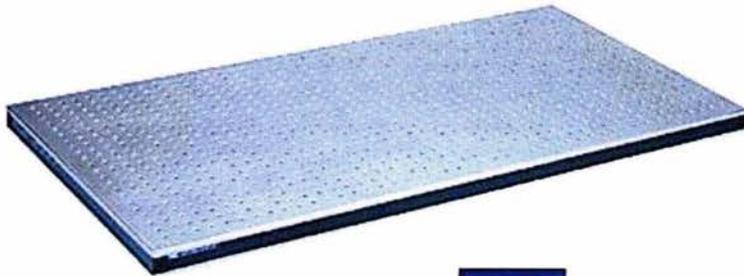
Also available are 1ns Si detectors, InGaAs detectors, and a complete line of amplified detectors.

MAINTAINING THE DET110

There are no serviceable parts in the DET110 optical head or power supply. The housing may be cleaned by wiping with a soft, damp cloth. The window of the detector should only be cleaned using optical grade wipes. If you suspect a problem with your DET110 please call Thorlabs and technical support will be happy to assist you.

75 Series Lightweight Breadboards

2 in. Thick (50 mm)



BUY IT

[Click here for a larger view](#)

Another in a long line of TMC innovations, our 75 Series breadboards minimize both weight and cost. A patented manufacturing technique allows us to form countersunk, tapped holes in a thin top skin of stainless steel. The holes are not drilled or punched, but fabricated in a way that effectively “thickens” the skin in a small ring around the threads. No inserts are used and the tapped holes are 3 threads deep.

These tops have relatively high levels of rigidity, as they utilize our standard steel core. However, with their thin top and bottom skins, they cannot have the rigidity and damping properties of our [78](#) and [77 CleanTop™ II breadboards](#). They are ideal when light loads are anticipated and low weight and/or cost are the most crucial factors.

The weight savings - 50% less than our 78 Series breadboards-is derived only from the lighter gauge skins.

This lightweight design is available from stock in the sizes listed below. A full range of sizes and materials is available on a custom basis. [Contact TMC](#) for pricing and delivery for custom configurations.

[U.S. Patent No. 5,558,920](#)

[click here](#)

**This product
qualifies for our
Special Offer...**



Features Include

- Ultra-lightweight design-weighs less than 9 lbs/ft² (44 kg/m²).
- Stainless steel top and bottom skins.
- Aluminum and carbon steel versions available.
- Very low prices, even in low quantity.
- Formed holes are countersunk and tapped 3 threads.
- Formed holes in top skin add to rigidity.
- [CleanTop™ II](#) individual cups under each hole make the core spillproof.

How to Order

Ordering chart - Model Number

Surface Dimensions		Model Number		Weight	
inches	mm	1/4-20 holes on 1" centers	M6 holes on 25 mm centers	lbs.	kg
19 x 23	450 x 600	75SSC-103-02	75SSC-103-12	31	14
19 x 27	450 x 1200	75SSC-104-02	75SSC-104-12	62	28
23 x 23	600 x 600	75SSC-113-02	75SSC-113-12	37	17
23 x 35	600 x 900	75SSC-115-02	75SSC-115-12	56	25
23 x 47	600 x 1200	75SSC-119-02	75SSC-119-12	74	34
35 x 47	900 x 1200	75SSC-135-02	75SSC-135-12	111	50

Note: Only the most common, stocked sizes are listed.
A full range of sizes is available. Contact TMC for details

General Specifications

Core: Steel honeycomb, closed-cell, 0.010 in. (0.2mm) thick foil

Core shear modulus: 275,000 psi (19,300 kg/cm²)²

Core cell size: <0.5 in.²

Core density: 13.3 lbs/ft³ (230 kg/m³)

Flatness: (+ / -)0.005 in. (0.13 mm)

Top skin: 400 series stainless steel, 0.075 in. (2mm) thick

Bottom skin: 400 series stainless steel, 0.075 in. (2mm) thick

Sidewalls: High pressure laminate

Tapped holes: Backed by individual, CleanTop™ II cups; 3 threads

P14 Mounting Post 14 inch



Solid Stainless Steel P-Series Posts, 0.15" (38mm) Diameter. Heights Ranging From 1.5" (30mm) To 14" (350mm). This design offers the ability to stack multiple mounting posts to achieve an array of lengths. Using an allen wrench (standard 1/4"-20 OR M6 Ball Driver) inserted through the side clearance hole, sufficient torque can be achieved to securely tighten stacked posts. Mounting shims are also available to provide greater flexibility in height. Custom Lengths Available.

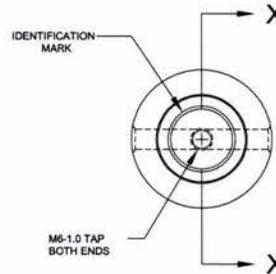
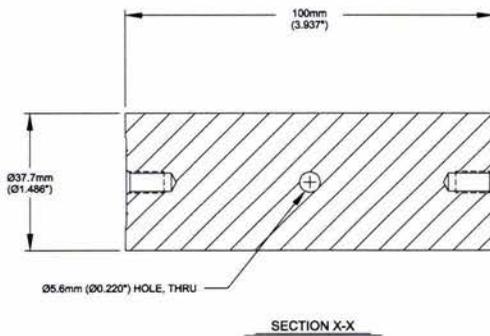
Price: **\$74.00** Each, Euro: **€81.40** Availability: **In Stock** Weight: **6.85 lbs, 3.11 kg** [Support Drawing \(pdf\)](#) [Support Drawing \(dxf\)](#)
 Quantity: No FAQ's Found
ORDER :

Price: **\$74.00** Each, Euro: **€81.40** Availability: **In Stock** Weight: **6.73 lbs, 3.11 kg** No FAQ's Found
 Quantity:
ORDER :

Part Numbers ending in /M denote Metric Product. Ending in -EC denote European Current.

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: sales@thorlabs.com techsupport@thorlabs.com

COPYRIGHT © 1998 by THORLABS INC.

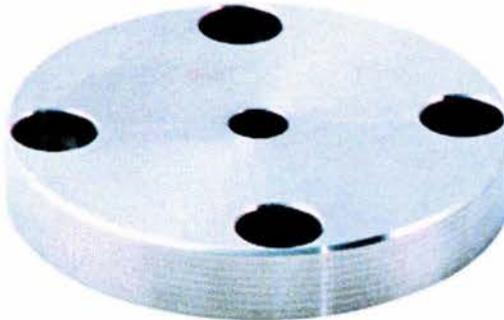


P100/M

INFORMATION ONLY, NOT FOR MANUFACTURING

THORLABS		PO BOX 366 NEWTON NJ
TITLE: 100mm POST		
TOL: 0.2534-0.303 0.303-0.353 0.353-0.403 0.403-0.453 0.453-0.503		
MATERIAL: 303 STAINLESS STEEL		
DESIGN: GM	DATE: 12/30/98	REV: 1
APP: A.J.	BY: A.J.	11 OF 1
CHKD: KCM	DATE: 1/10/01	
DRW: KCM		
WEB MECHANICAL DRAWING		

PB1 Mounting Post Base 2.48 Dia. x 0.400" High; 4 0.265 Hole



Standard post base bolts directly onto P-Series posts. Four 1/4" (M6) clearance holes on 2" (50mm) centers provide for rigid mounting.

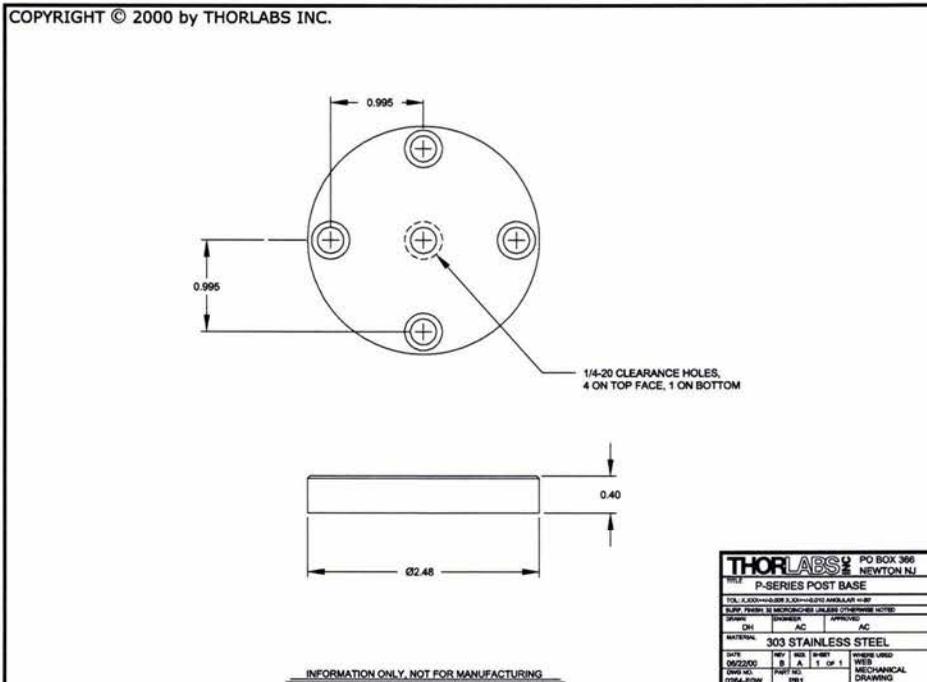
Price: **\$23.00** Each, Euro: **€25.30** Availability: **In Stock** Weight: **0.50 lbs, 0.23 kg**

Quantity:

- Order - PB1 -

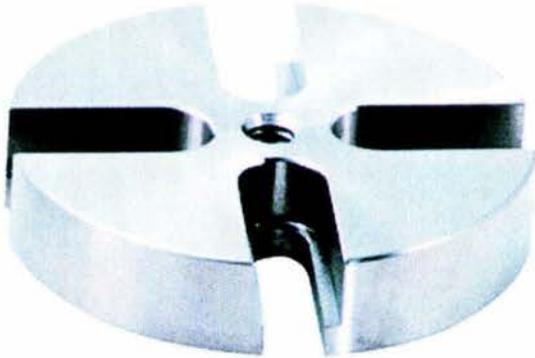
[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com?Subject=Question on PB1> <mailto:techsupport@thorlabs.com?Subject=Question on PB1>



Home / Optomechanics / PB2/M

PB2/M Metric Mounting Post Base, 61mm Dia. X 12.7 Thick



Universal post base allows random placement of the P-Series post on optical benches with 1" (25mm) centers.

Price: **\$26.00** Each, Euro: **€28.60** Availability: **In Stock** Weight: **0.46 lbs, 0.21 kg**

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Quantity:

- Order - PB2/M -

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com?Subject=Question on PB2/M> <mailto:techsupport@thorlabs.com?Subject=Question on PB2/M>

COPYRIGHT © 1999 by THORLABS INC.

M6 CLEARANCE SLOTS
4 PLACES

M6 TAP THRU

0.50
(12.7mm)

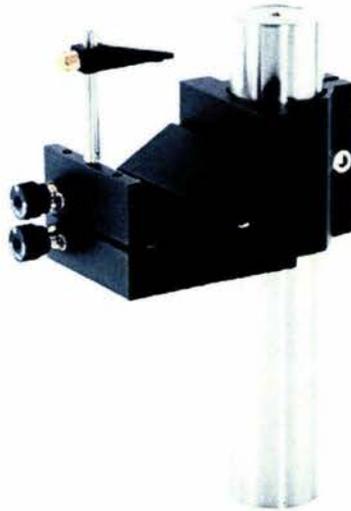
Ø2.40
(60.96mm)

0.47
(11.94mm)

INFORMATION ONLY, NOT FOR MANUFACTURING

THORLABS		PO BOX 366 NEWTON NJ	
TITLE P-SERIES BASE (METRIC)			
TOL. 0.250mm (0.010") UNLESS OTHERWISE NOTED			
SURF. FINISH: 32 MICRONS UNLESS OTHERWISE NOTED			
DESIGN	DATE	APPROVED	
TD	AC		
MATERIAL 303 STAINLESS STEEL			
QTY	REV	ISS	SHEET
06/25/99	A	A	1 OF 1
0266-EDW	PART NO	PB2/M	WEB MECHANICAL DRAWING

C1503 Kinematic Laser Mount



- Pitch & Yaw Adjustment for Easy Beam Pointing
- Kinematic Design Provides Stability
- \varnothing 2" (50mm) Maximum / \varnothing 0.56" (14mm) Minimum Clamping Diameter
- Compatible with Standard \varnothing 1.5" Mounting Posts

The C1503 is a kinematic cylindrical laser mount that provides two axes of precision angular adjustment. The angular adjustments provide control of the support post. A series of hardened chromium steel balls and ball seats form a true kinematic mechanism that works with gravity to provide long term stability.

Price: **\$210.00** Each, Euro: **€231.00** Availability: **In Stock** Weight: **1.40 lbs, 0.64 kg**

Quantity:
- Order - C1503 -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
No FAQ's Found

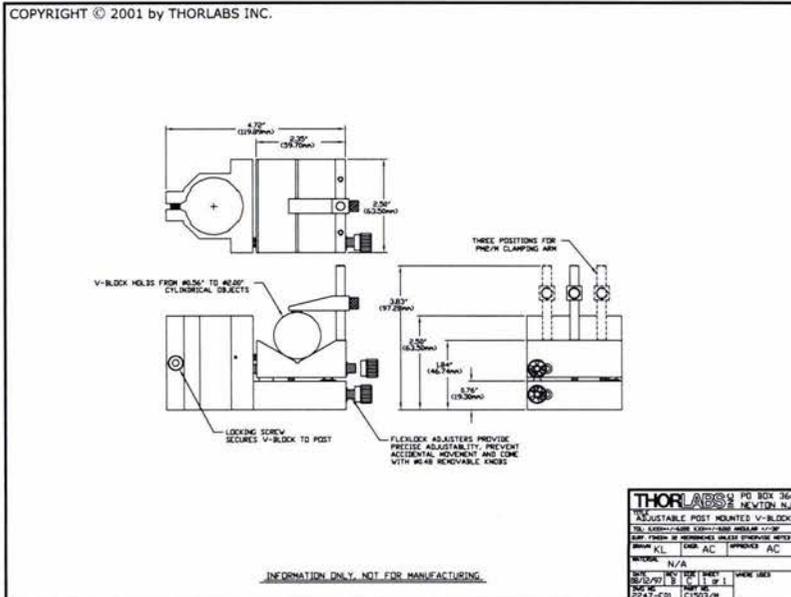
Price: **\$210.00** Each, Euro: **€231.00** Availability: **Request Lead Time** Weight: **1.40 lbs, 0.64 kg**

Quantity:
- Order - C1503/M -

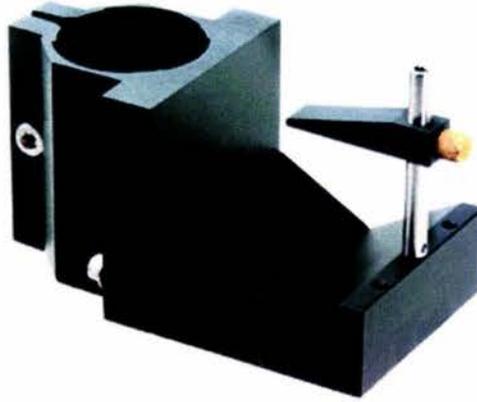
[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
No FAQ's Found

Part Numbers ending in /M denote Metric Product. Ending in -EC denote European Current.

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on C1503 <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on C1503



C1502 Mounting Post V-Clamp



The C1502 will accept cylindrical objects ranging in diameters from \varnothing 0.56" (14mm) to \varnothing 2" (55mm). Each unit comes with one clamping arm; extra arms can be purchased separately.

Price: **\$88.00** Each, Euro: **€96.80** Availability: **In Stock** Weight: **0.90 lbs, 0.41 kg**

No FAQ's Found

Quantity: 1

- Order - C1502 -

Price: **\$88.00** Each, Euro: **€96.80** Availability: **In Stock** Weight: **0.90 lbs, 0.41 kg**

[Support Drawing \(pdf\)](#)

[Support Drawing \(dxf\)](#)

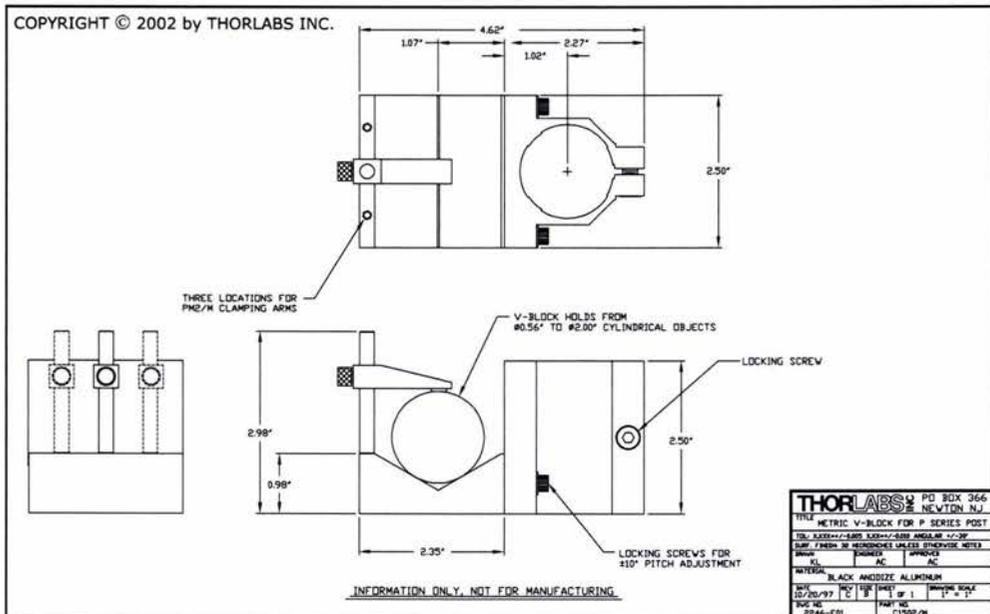
No FAQ's Found

Quantity: 1

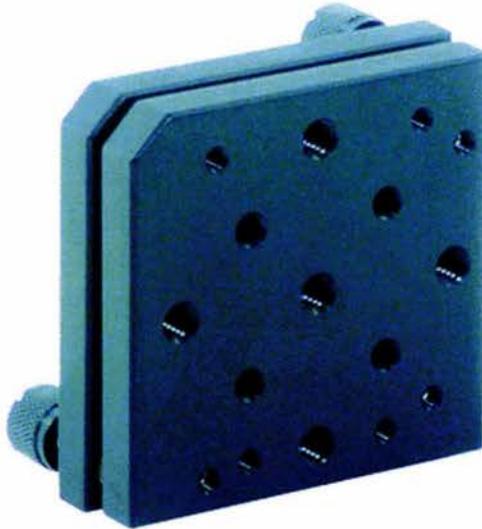
- Order - C1502/M -

Part Numbers ending in /M denote Metric Product. Ending in -EC denote European Current.

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on C1502 <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on C1502



KM2-B/M 2.7 x 2.7 Blank Kinematic Mount



- Prism hardware sold separately
- #8-32 clearance bore allow components to be easily mounted from behind 4 places
- 1/4"-20 mounting holes 5 places

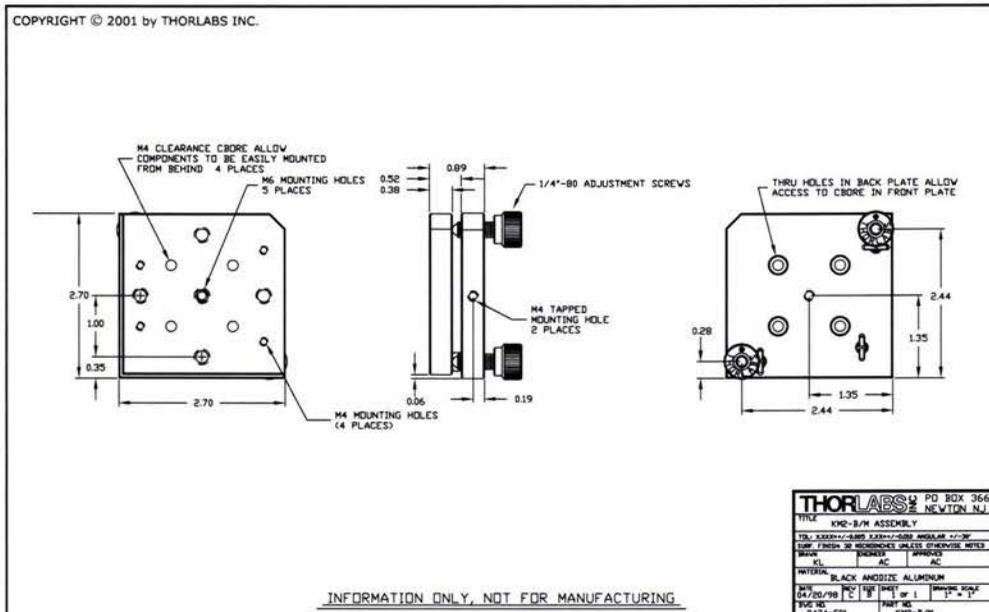
Sale Price: **\$80.10** Each, Euro: **€88.11** Availability: **Request Lead Time** Weight: **0.55 lbs, 0.25 kg** Regular Price: **\$89.00** **This item is on sale.**

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Product FAQ's](#)

Quantity:

- Order - KM2-B/M -

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on KM2-B/M <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on KM2-B/M



PM1 Kinematic Prism Mount Hardware Range 0 To 1.1"



Price: **\$9.00** Each, Euro: **€9.90** Availability: **In Stock** Weight: **0.02 lbs, 0.01 kg**

Quantity:
 - Order - PM1 -

[2004 Catalog Page](#)
[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Product FAQ's](#)

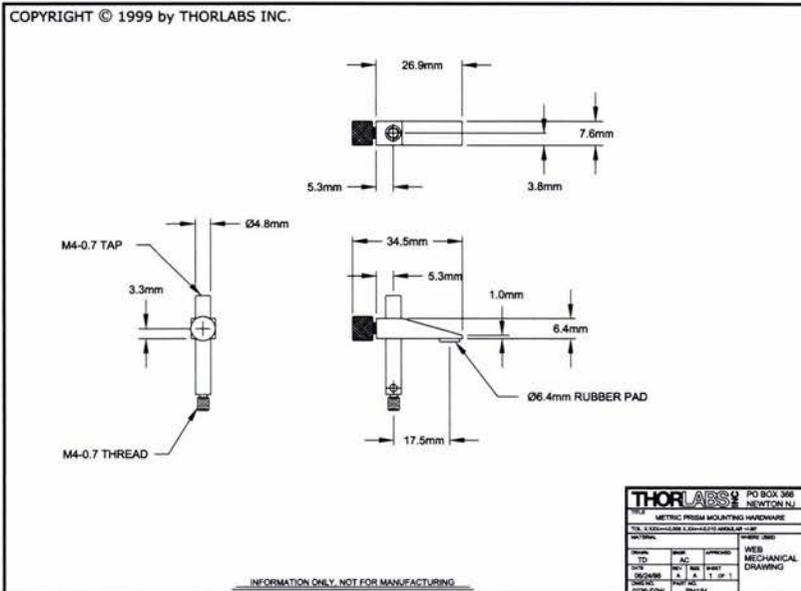
Price: **\$9.00** Each, Euro: **€9.90** Availability: **In Stock** Weight: **0.02 lbs, 0.01 kg**

Quantity:
 - Order - PM1/M -

[2004 Catalog Page](#)
[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Product FAQ's](#)

Part Numbers ending in /M denote Metric Product. Ending in -EC denote European Current.

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com?Subject=Question on PM1> <mailto:techsupport@thorlabs.com?Subject=Question on PM1>



MA2/M Metric Mounting Adapter 1/4"(M6) Clearance/#8 Clearance



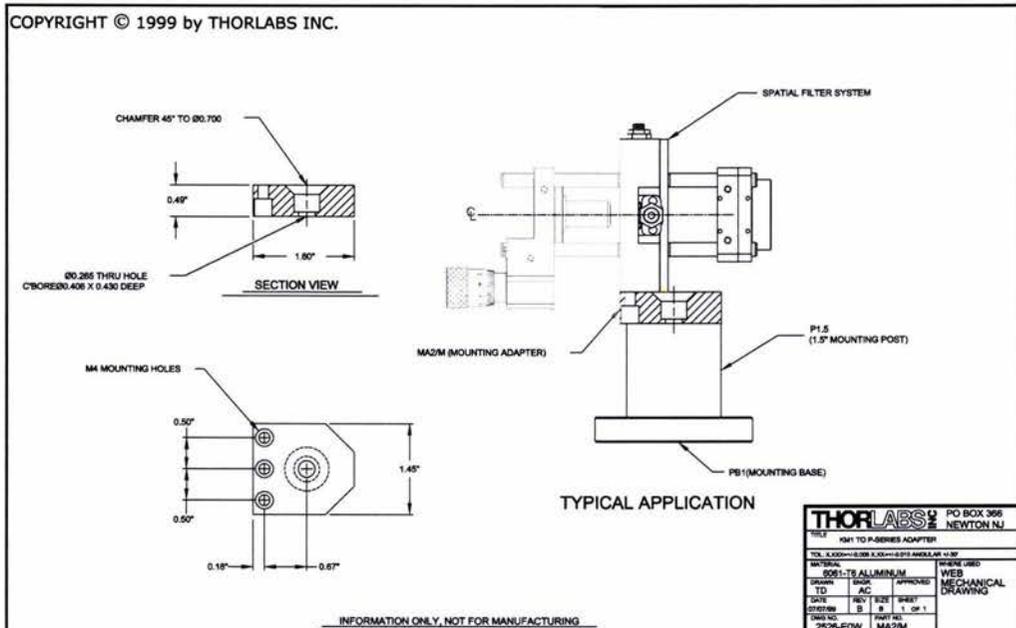
These mounting post adapters can be used to connect many of our optic mounts and translation stages to our P-Series post.

Price: **\$12.00** Each, Euro: **€13.20** Availability: **In Stock** Weight: **0.01 lbs, 0.01 kg**

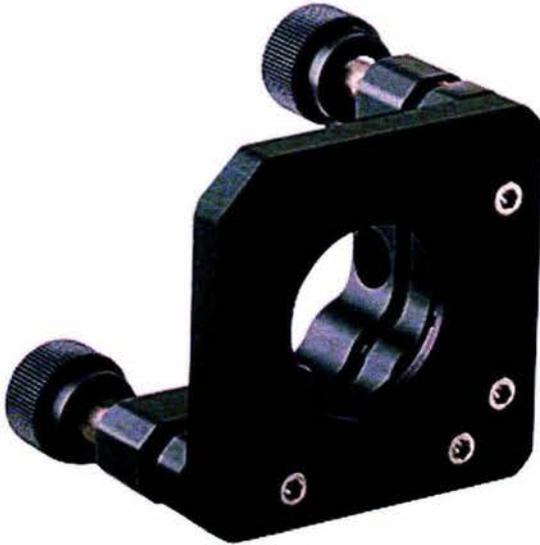
Quantity:
 - Order - MA2/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: mailto:sales@thorlabs.com?Subject=Question on MA2/M mailto:techsupport@thorlabs.com?Subject=Question on MA2/M



KM100T Kinematic Mirror Mount For Thin 1 inch Optics



The KM100T mounts thin Ø1" optics up to 1/8"(3.2mm) thick, ideal for stress free mounting. A threaded mounting cell accepts 1" diameter optics.

Price: **\$59.00** Each, Euro: **€64.90** Availability: **In Stock** Weight: **0.22 lbs, 0.10 kg**

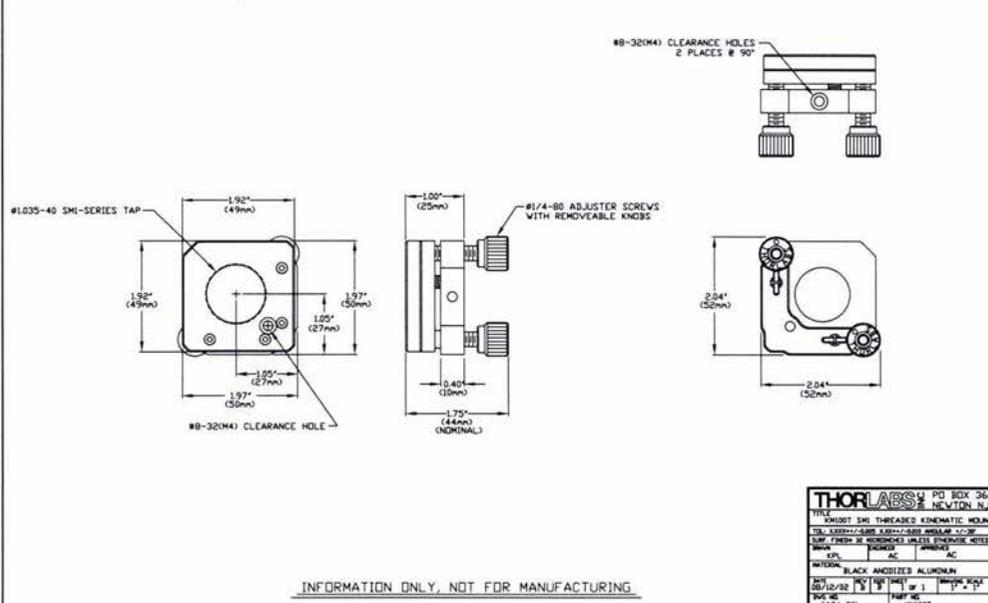
Quantity:

- Order - KM100T -

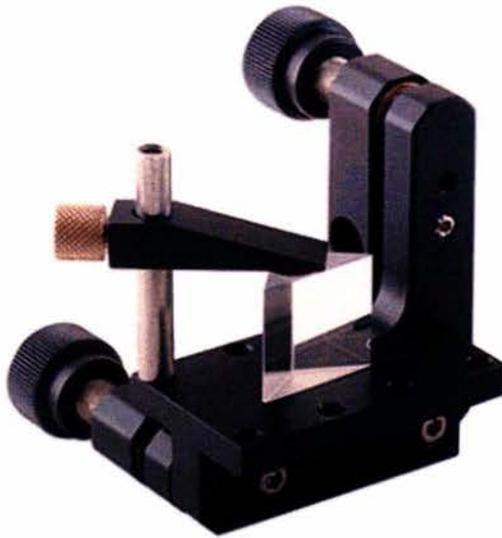
[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Product FAQ's](#)

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on KM100T <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on KM100T

COPYRIGHT © 2002 by THORLABS INC.



KM100P/M Kinematic Prism Mount



- PM1 (PM1/M) mounting hardware sold separately
- English and Metric Compatible

The kinematic prism mount provides a degree of rotational freedom that a horizontal platform mount does not provide. This extra degree of freedom is required when using prisms in beam-steering applications.

Price: **\$58.00** Each, Euro: **€63.80** Availability: **In Stock** Weight: **0.19 lbs, 0.09 kg**

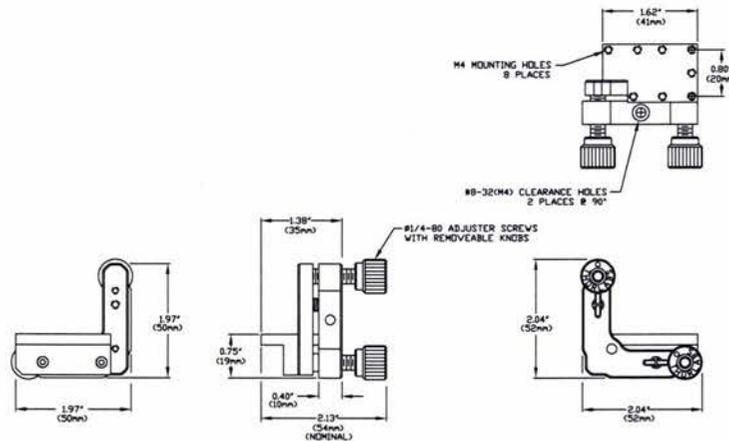
Quantity:

- Order - KM100P/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Product FAQ's](#)

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on KM100P/M <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on KM100P/M

COPYRIGHT © 2002 by THORLABS INC.



INFORMATION ONLY, NOT FOR MANUFACTURING

THORLABS		PO BOX 366
NEW JERSEY		NEW JERSEY, NJ
TEL: 973-579-7227		FAX: 973-300-3600
E-MAIL: sales@thorlabs.com		www.thorlabs.com
ITEM:	KM100P/M	KINEMATIC PRISM MOUNT
QTY:	1	1
PRICE:	\$58.00	€63.80
UNIT:	EA	EA
MATERIAL:	BLACK ANODIZED ALUMINUM	
REVISION:	REV 1	1
DATE:	06/28/02	
DESIGNER:	THORLABS	
DRWING NO:	0628-01	

Home / Optomechanics / AP90/M

AP90/M Precision Right Angle Plate



- Solid One-Piece construction
- Rigid 90° Angle Plate
- Precision machined on six surfaces
- Parallel and perpendicular to 0.002" (0.05mm)

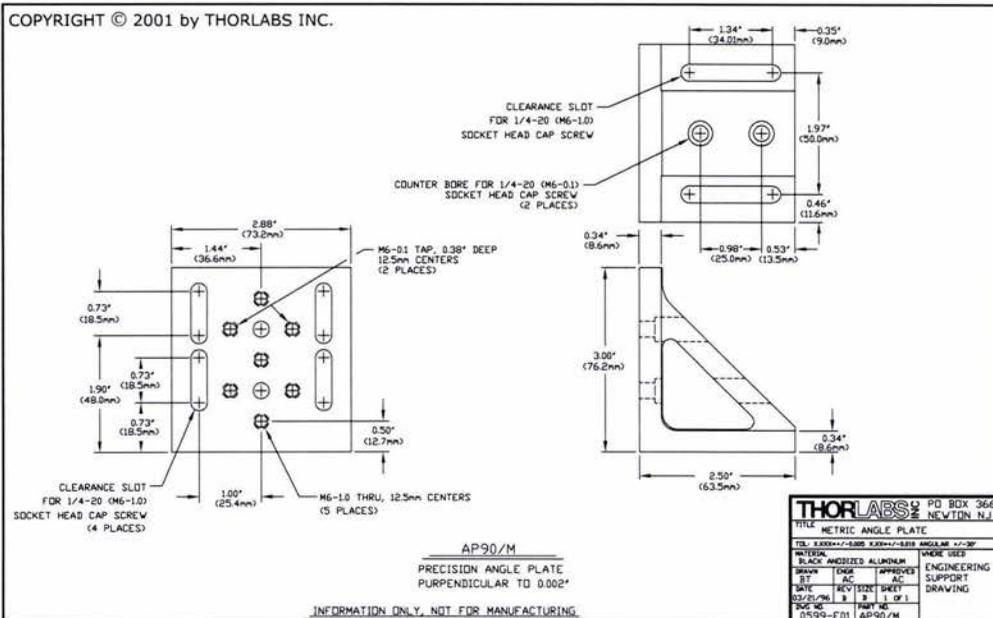
Price: **\$71.00** Each, Euro: **€78.10** Availability: **In Stock** Weight: **0.58 lbs, 0.26 kg**

Quantity:

- Order - AP90/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on AP90/M <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on AP90/M



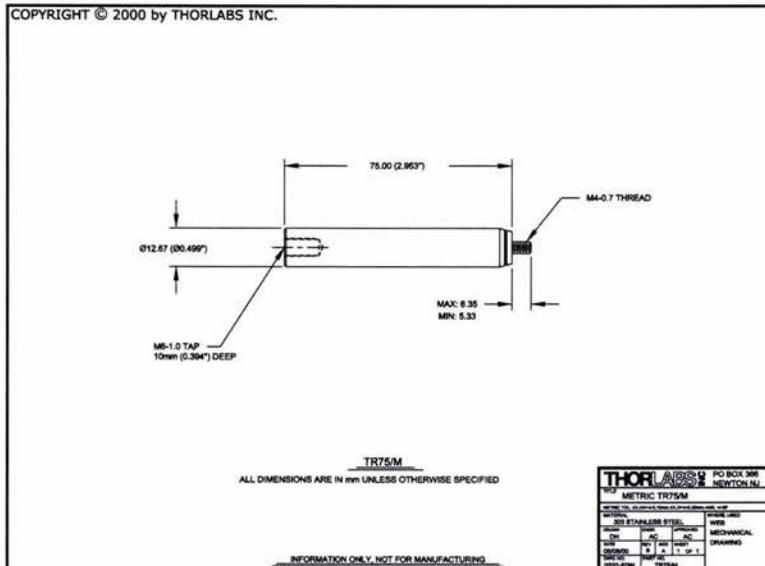


Price: **\$6.00** Each, Euro: **C6.60** Availability: **In Stock** Weight: **0.16 lbs, 0.07 kg**

Quantity:
 - Order - TR75/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
[Product FAQ's](#)

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on TR75/M <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on TR75/M



BA1 Base 1" X 3" X 3/8"



All Thorlabs' mounting bases have bottom relief cuts that ensure stable mounting. The bases are attached to the post holders via a socket screw that fits in a counterbored clearance hole in the bottom of the base. All bases are compatible with either English or Metric tables.

Price: **\$6.50** Each, Euro: **€7.15** Availability: **In Stock** Weight: **0.09 lbs, 0.04 kg**

Quantity:

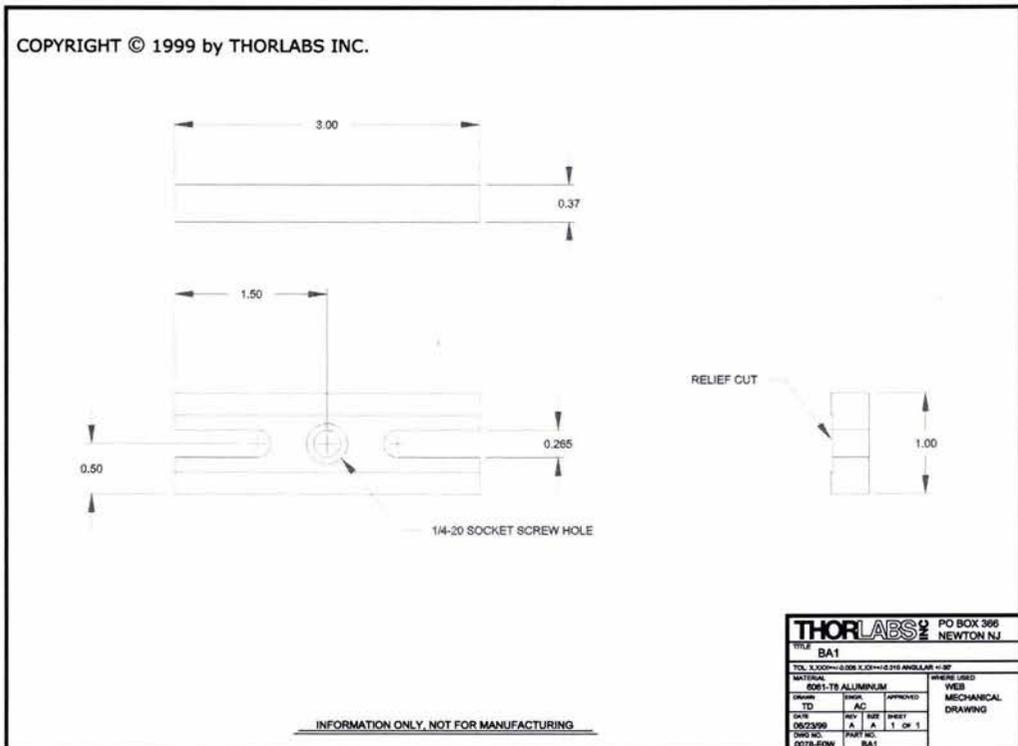
1

- Order - BA1 -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)

No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on BA1 <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on BA1



BA1S Base 1" X 2.3" X 3/8"



All Thorlabs' mounting bases have bottom relief cuts that ensure stable mounting. The bases are attached to the post holders via a socket screw that fits in a counterbored clearance hole in the bottom of the base. All bases are compatible with either English or Metric tables

Price: **\$6.00** Each, Euro: **€6.60** Availability: **In Stock** Weight: **0.06 lbs, 0.03 kg**

[Support Drawing \(pdf\)](#)

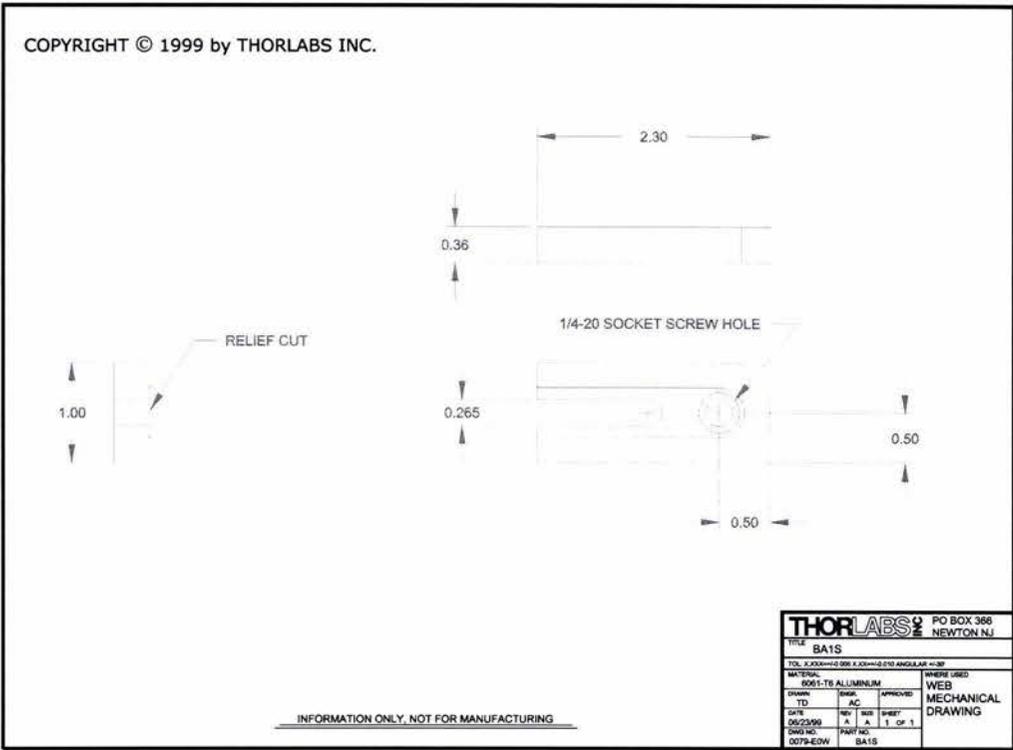
[Support Drawing \(dxf\)](#)

No FAQ's Found

Quantity:

- Order - BA1S -

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on BA1S <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on BA1S



BA2 Base 2" X 3" X 3/8"



All Thorlabs' mounting bases have bottom relief cuts that ensure stable mounting. The bases are attached to the post holders via a socket screw that fits in a counterbored clearance hole in the bottom of the base. All bases are compatible with either English or Metric tables

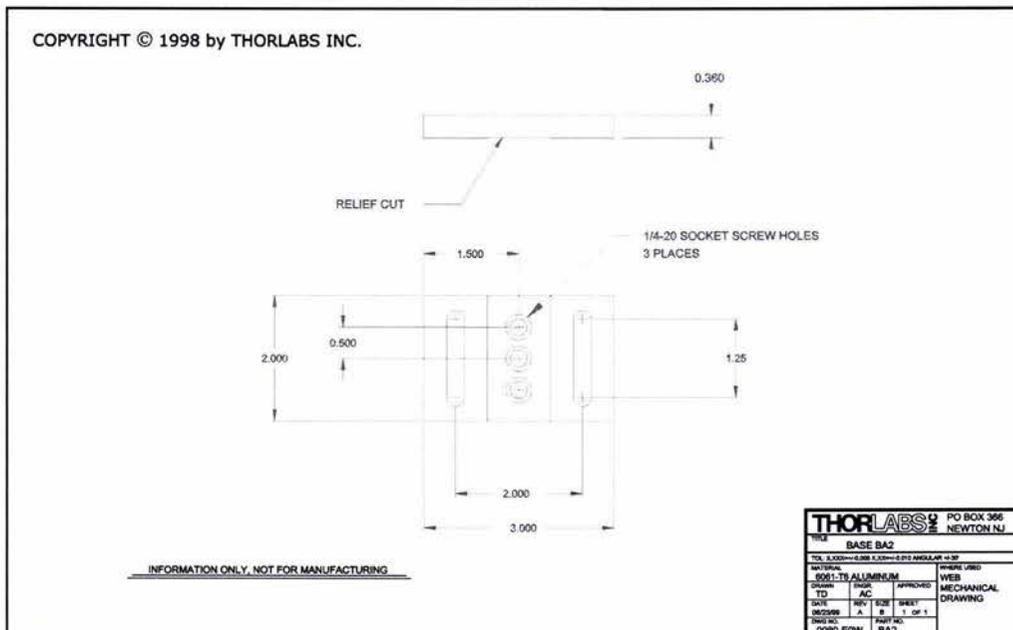
Price: **\$8.50** Each, Euro: **€9.35** Availability: **In Stock** Weight: **0.17 lbs, 0.08 kg**

Quantity:

- Order - BA2 -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com?Subject=Question on BA2> <mailto:techsupport@thorlabs.com?Subject=Question on BA2>



LH1/M Adjustable Lens Mount, Metric: 0.2" (5mm) to 1.82" (46mm)



- Economical design
- Holds Lenses Up To Ø 2.25" (57mm) Diameter
- Reversible Finger For Mounting Cylindrical Objects

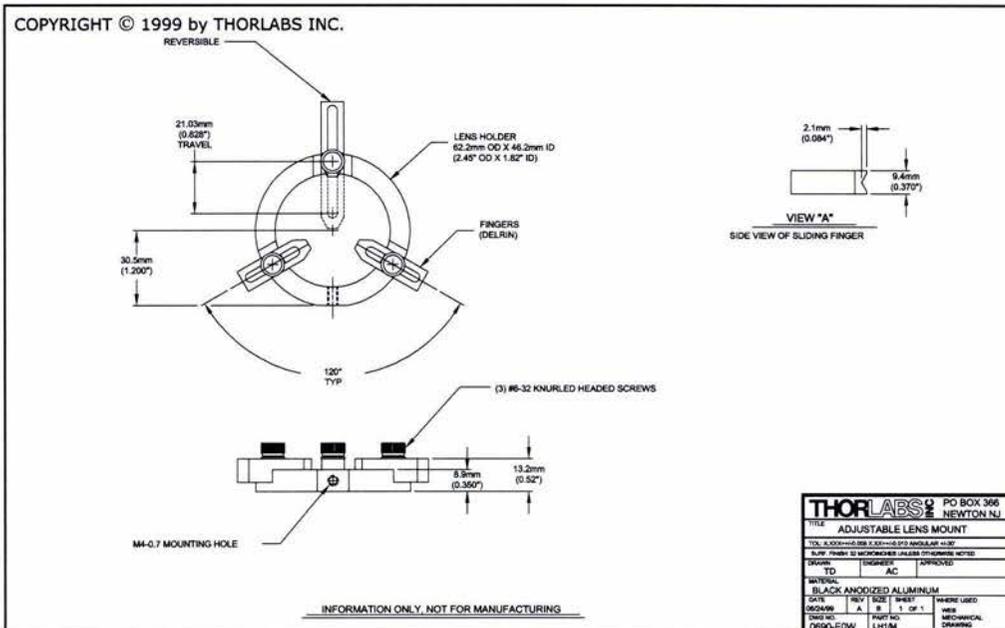
Simplified design allows easy mounting of optics up to 2.25" (57mm) diameter. Sliding fingers are machined from non-marring delrin plastic. LH1 mounts optics up to 1.82" (46mm) diameter. LH2 mounts optics from 0.75" (19mm) to 2.25" (57mm). Post and optic not included. #8-32 (M4-0.7) mounting hole.

Price: **\$39.00** Each, Euro: **€42.90** Availability: **In Stock** Weight: **0.08 lbs, 0.04 kg**

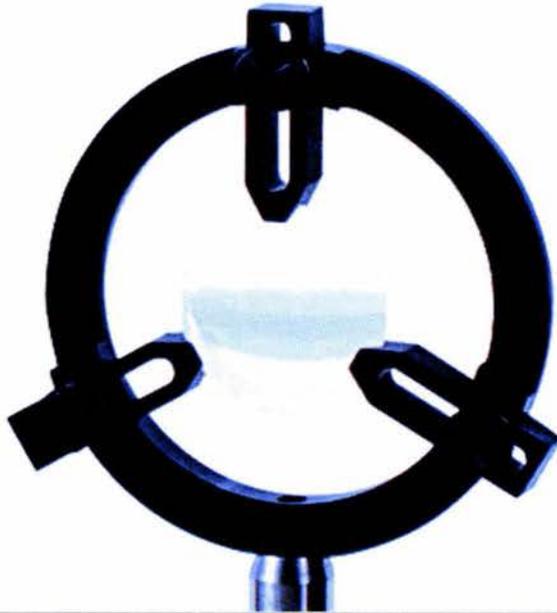
Quantity:
 - Order - LH1/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com?Subject=Question on LH1/M> <mailto:techsupport@thorlabs.com?Subject=Question on LH1/M>



LH2/M Adjustable Lens Mount, Metric: 0.75" (19mm) to 2.25" (57mm)



- Economical design
- Holds Lenses Up To \varnothing 2.25" (57mm) Diameter
- Reversible Finger For Mounting Cylindrical Objects

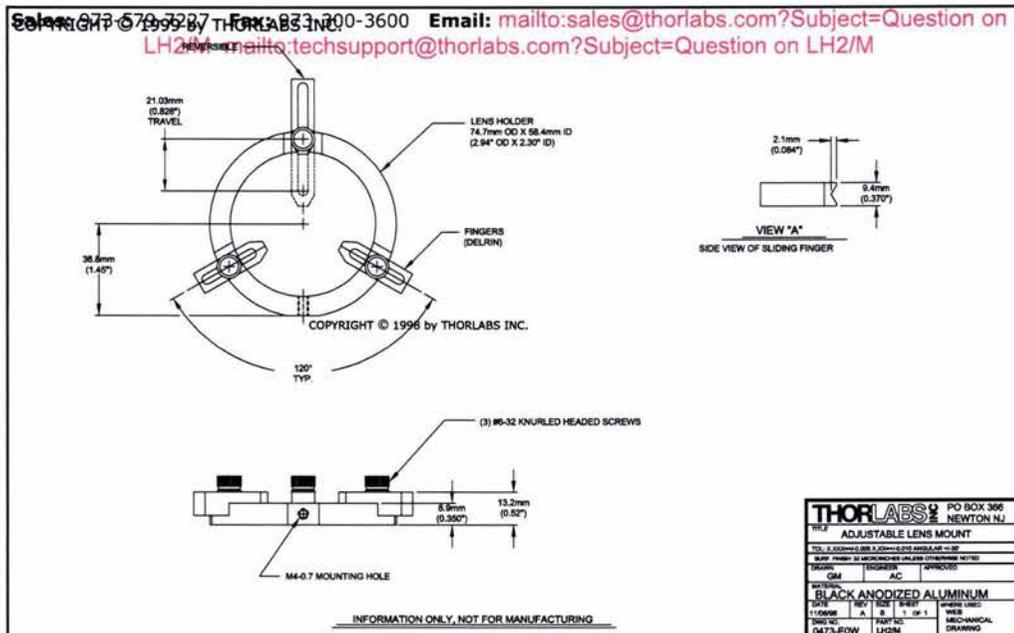
Simplified design allows easy mounting of optics up to 2.25" (57mm) diameter. Sliding fingers are machined from non-marring delrin plastic. LH1 mounts optics up to 1.82" (46mm) diameter. LH2 mounts optics from 0.75" (19mm) to 2.25" (57mm). Post and optic not included. #8-32 (M4-0.7) mounting hole.

Price: **\$43.00** Each, Euro: **€47.30** Availability: **In Stock** Weight: **0.09 lbs, 0.04 kg**

Quantity:

- Order - LH2/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found



SM1L05 1" Stackable Lens Tube - 1/2" Depth



These stackable Ø1" DIA Lens Tubes provide a fast and easy means for building complex optical assemblies. Multiple optics can be inserted into a single tube through the use of multiple retaining rings (SM1RR); simply insert the first ring at the depth required, add your optic, then a second retaining ring to lock the optic in place. One SM1RR included with each lens tube.

Price: **\$13.25** Each, Euro: **€14.58** Availability: **In Stock** Weight: **0.03 lbs, 0.01 kg**

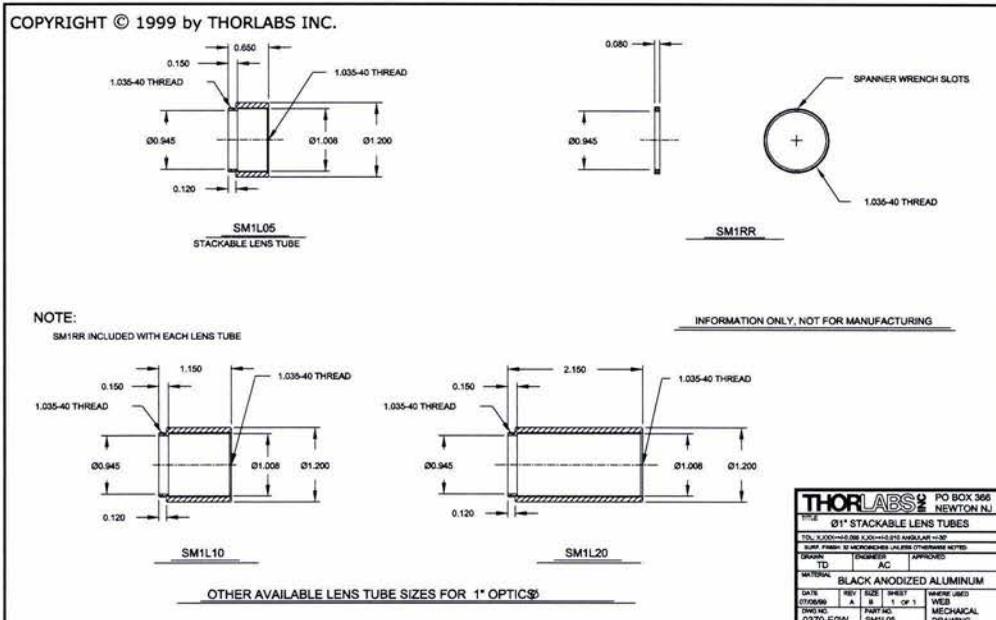
[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)

Quantity:

No FAQ's Found

- Order - SM1L05 -

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on SM1L05 <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on SM1L05



SM1L10 1" Stackable Lens Tube - 1" Depth



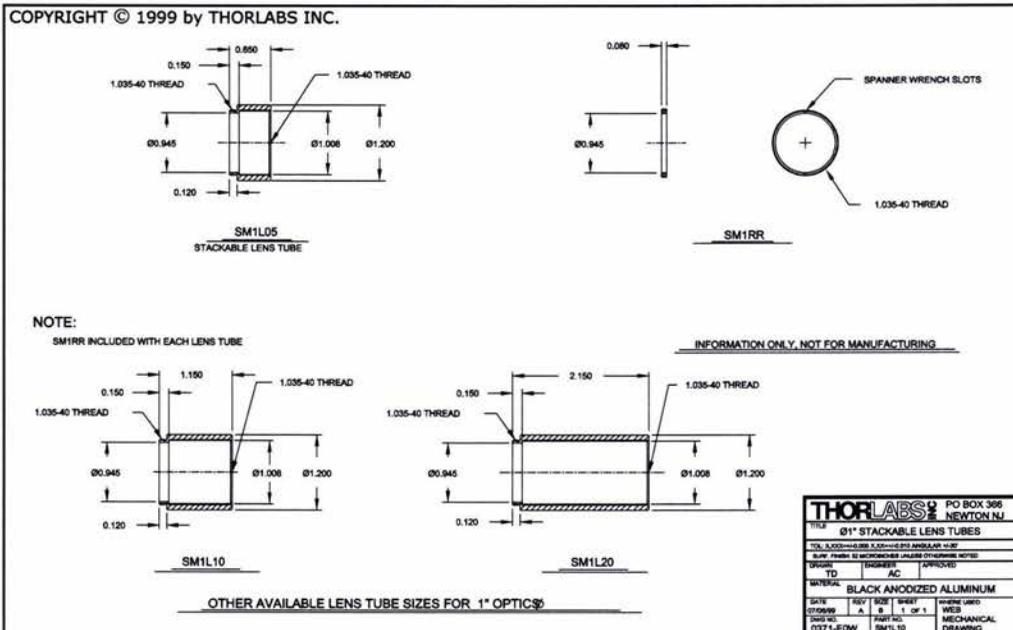
These stackable Ø1" DIA Lens Tubes provide a fast and easy means for building complex optical assemblies. Multiple optics can be inserted into a single tube through the use of multiple retaining rings (SM1RR); simply insert the first ring at the depth required, add your optic, then a second retaining ring to lock the optic in place. One SM1RR included with each lens tube.

Price: **\$15.00** Each, Euro: **€16.50** Availability: **In Stock** Weight: **0.04 lbs, 0.02 kg**

Quantity:
 - Order - SM1L10 -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on SM1L10 <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on SM1L10



SM1RR Retaining Ring For Stackable Lens Mount 0.08 Thick



- Compatible with all SM1 components
- Compatible with SPW801 and SPW602 spanner wrench

The SM1RR is compatible with all SM1 components. Two machined slots on the front face of the retaining ring, allows the user to use a **SPW602** or **SPW801** spanner wrench, to help thread the retaining ring into SM1 components. Perfect for use with **SM1V05, SM1V10, SM1E60, SM1L03, SM1L05, SM1L10, SM1L20, and SM1L30** lens tubes.

Price: **\$5.00** Each, Euro: **€5.50** Availability: **In Stock** Weight: **0.00 lbs, 0.00 kg**

Quantity:

- Order - SM1RR -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on SM1RR <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on SM1RR

COPYRIGHT © 2000 by THORLABS INC.

SM1RR

1" RETAINING RING USED WITH:
 SM1L SERIES LENS TUBES
 LMR1 LENS MOUNT
 RSP1 ROTATION STAGE
 KM1-T KINEMATIC MOUNT
 LMI-A NESTED MOUNT
 GF100 GIMBAL MIRROR MOUNT

THORLABS		PO BOX 366
NEWTON, N.J.		
TITLE: 1035-40 RETAINING RING		
SOL: XXXXXX-000 XXXXX-000 ANGULAR 11-30		
MATERIAL	BLACK ANODIZED AL	WHERE USED
Drawn	ENGR	APPROVED
DATE	REV	SER
11/15/94	A	1 OF 1
DWG NO	PART NO	
0082-EDW	SM1RR	

MECHANICAL DRAWING

INFORMATION ONLY, NOT FOR MANUFACTURING

RA90/M Right Angle Post Clamp (Metric)



Used to mount two 1/2" diameter posts (our TR series) at right angles to each other. Double bored for two stable lines of contact between the posts and clamp.

Price: **\$11.00** Each, Euro: **€12.10** Availability: **In Stock** Weight: **0.07 lbs, 0.03 kg**

Quantity:

- Order - RA90/M -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Price: **\$11.00** Each, Euro: **€12.10** Availability: **In Stock** Weight: **0.07 lbs, 0.03 kg**

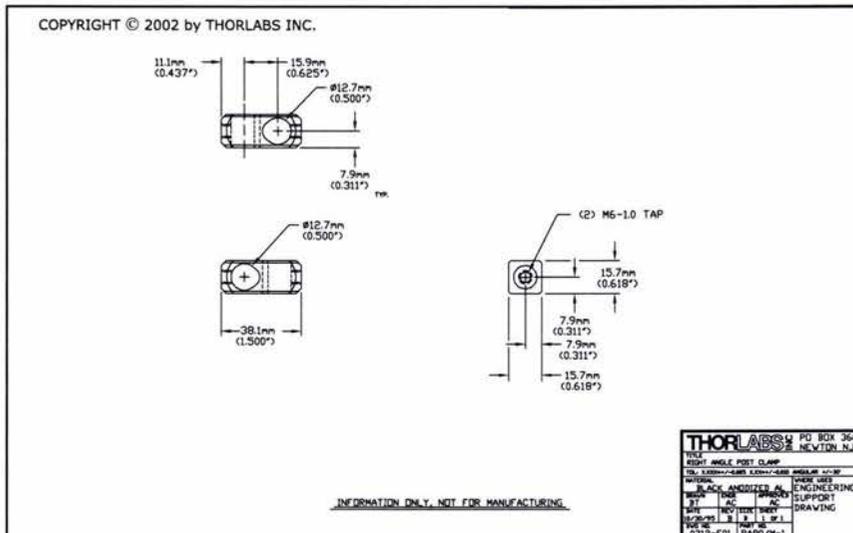
Quantity:

- Order - RA90 -

[Support Drawing \(pdf\)](#)
[Support Drawing \(dxf\)](#)
 No FAQ's Found

Part Numbers ending in /M denote Metric Product. Ending in -EC denote European Current.

Sales: 973-579-7227 Fax: 973-300-3600 Email: <mailto:sales@thorlabs.com>?Subject=Question on RA90/M <mailto:techsupport@thorlabs.com>?Subject=Question on RA90/M



EOS REBEL XS [A] EOS 500 [E] EOS Kiss [J] SPECIFICATIONS

Type	35mm focal-plane shutter multi-mode AF SLR camera
Picture Size	24x36 mm, panorama (13x36mm) enabled (Japanese version only)
Normal Lens	EF 28-80mm f/3.5-5.6 II USM, others
Lens Mount	EF mount
AF System	TTL phase detection. AF modes: One-Shot AF/AI Servo AF (automatic switchover). Multi-BASIS for the AF sensor. (automatic selection of 3 focusing points). Center focusing point selectable manually with AE lock button. AF operating range at ISO 100: EV 1.5 - 18.
Shutter	Vertical-travel, focal-plane electronic shutter. 30 sec. - 1/2000 sec., B. X-sync at 1/90 sec. (hot shoe). Built-in electronic self-timer (with beeper).
Viewfinder	Fixed eye-level roof mirror. 0.7x magnification and 90% coverage.
Viewfinder Information	Center AF mark, wide AF frame, partial metering circle. 7-segment LCD displays numeric values, textual display, in-focus indicator, exposure display, shutter speed, aperture setting, red-eye reduction lamp, flash ready, panorama frame (set with external lever), and other indications.
Metering & Exposure Control	Composite SPC for TTL full-aperture metering (6-zone evaluative, 9.5% partial at center, and centerweighted averaging) with shutter speed-priority AE, aperture-priority AE, Intelligent program AE, depth-of-field AE, four program AE modes, and metered manual. Exposure compensation range of ± 2 EV (in 1/2-stop increments). Metering range at ISO 100 and f/1.4: EV 2 - 20. Film speed range: ISO 6 to 6400. Maximum 9 multiple exposures.
External LCD	Shutter speed, aperture setting, film speed, multiple exposure count, red-eye reduction, self-timer display, film status, exposure display, battery check, and other indications.
Built-in Flash	Located on pentaprism hump. Auto pop-up head. TTL autoflash control (fires automatically in backlight and low-light conditions). Off-the-film metering with a 4-zone flash metering sensor covering three flash metering points. Red-eye reduction lamp (AF-assist beam emitter) provided. Guide No. 12 (at ISO 100 in m).
Power Source	Two 3 V CR123A lithium batteries
Film Loading & Advance	Align film leader at mark, then close the camera back for prewind loading. First, the entire roll is wound on the take-up spool. Then each time a picture is taken, the film advances back into the cartridge. Film transport with the built-in motor. Film advance speed: 3 fps and single advance.
Film Rewind	After the last frame is exposed, the film is rewound automatically.
Dimensions & Weight	145 x 92 x 62 mm, 370 g

Power Supply

PS280



CHARACTERISTICS

Output Voltage:	
Two variable:	0 to 30 VDC
One fixed:	5.0 V
Output Current:	
Two variable:	0 to 2.0 A (CC)* ¹
One fixed (foldback limited):	3.0 A max
Line Regulation:	
Two variable:	0.01% + \diamond 3 mV (CV); 0.2% + 3 mA (CC)
One fixed:	\leq 5 mV (CV)
Load Regulation:	
Two variable:	\leq 0.01% + 5 mV, current > 3 A (CV); \leq 300 mV 0 to 60 V single series tracking supply (CV), 0.2% + 3 mA (CC)
One fixed:	\leq 10 mV (CV)
Ripple/Noise:	
Two variable:	\leq 1 mV _{RMS} , 5 Hz to 1 MHz (CV); \leq 3 mA (CC)
One fixed:	\leq 2 mV _{RMS}
Output in Independent Mode:	
Two variable:	0 to 30 V (CV); 2.0 A (CC)

Output in parallel mode:	One 0 to 30 V, 4.0 A max
Tracking error:	≤0.5% + 10 mV
Series mode:	One 0 ±30 V, 2.0 A max or one 60 V, 2 A
Tracking error:	±0.5% +10 mV
Displays:	Two 3-1/2 digit LED (switchable)
Voltage indicators:	0 to 30 VDC ±(0.5% of rdg + 2 digits)
Current indicator:	0 to 2 A DC ±(0.5% of rdg + 2 digits)
Overload indicator:	Yes
Insulation:	
Chassis to terminal:	≥20 MΩ at 500 VDC
Chassis to power cord:	≥30 MΩ at 500 VDC
Safety:	UL1244, CSA231, EN61010-1, Denturi Mark
EMC:	Meets Directive 89/336/EEC

*1 (CC): When operated in constant current mode. (CV): When operated in constant voltage mode.

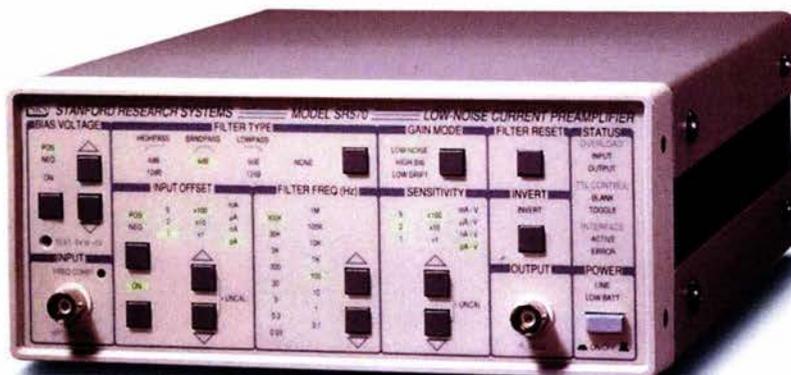


Product manufactured in ISO 9001 registered facilities

40W-10199-2A, 03-OCT-2002

Low-Noise Current Preamplifier

SR570 — DC to 1 MHz current preamplifier



SR570 Current Preamplifier

- 5 fA/√Hz input noise
- 1 MHz maximum bandwidth
- 1 pA/V maximum gain
- Adjustable bias voltage
- Two configurable signal filters
- Variable input offset current
- Line or battery operation
- RS-232 interface

• SR570 ... \$2195 (U.S. list)

The SR570 is a low-noise current preamplifier capable of current gains as large as 1 pA/V. High gain and bandwidth, low noise and many convenient features make the SR570 ideal for a variety of photonic, low-temperature and other measurements.

Gain

The SR570 has sensitivity settings from 1 pA/V to 1 mA/V that can be selected in a 1–2–5 sequence. A vernier gain adjustment is also provided that lets you select any sensitivity in between.

Gain can be allocated to various stages of the amplifier to optimize the instrument's performance. The low noise mode places gain in the front end of the amplifier for the best noise performance. The high bandwidth mode allocates gain to the later stages of the amplifier to improve the frequency response of the front end. In the low drift mode, the input amplifier is replaced with a very low input-current op amp, reducing the instrument's DC drift by a factor of 1000.

Filters

The SR570 contains two, first-order RC filters whose cutoff frequency and type can be configured from the front panel. Together, the filters can be configured as a 6 or 12 dB/oct rolloff low pass or high pass filter, or as a 6 dB/oct rolloff band pass filter. Cutoff frequencies are adjustable from 0.03 Hz to

1 MHz in a 1–3–10 sequence. A filter reset button is included to shorten the overload recovery time of the instrument when long filter time constants are used.

Input Offset and DC Bias

An input offset-current adjustment is provided to suppress any unwanted DC background currents. Offset currents can be specified from ± 1 pA to ± 1 mA in roughly 0.1 % increments. The SR570 also has an adjustable input DC bias voltage (± 5 V) that allows you to directly sink current into a virtual null (analog ground) or a selected DC bias.

Toggle and Blanking

Two rear-panel, opto-isolated, TTL inputs provide additional control of the SR570. A blanking input lets you quickly turn off/on the instrument's gain which is useful in preventing front-end overloading. A toggle input inverts the sign of the gain in response to a TTL signal, allowing you to perform synchronous detection with a chopped signal.

Battery Operated

Three internal, rechargeable, lead-acid batteries provide up to 15 hours of battery powered operation. An internal battery charger automatically charges the batteries when the unit is connected to the line. The charger senses the battery state and adjusts the charging rate accordingly. Two rear-panel LEDs indicate the charge state of the batteries. When the batteries become discharged they are automatically disconnected from the amplifier circuit to avoid battery damage.

No Digital Noise

The microprocessor that runs the SR570 is "asleep" except during the brief interval it takes to change the instrument's setup. This ensures that no digital noise will contaminate your low-level analog signals.

RS-232 Interface

The RS-232 interface allows listen-only communication with the SR570 at 9600 baud. All functions of the instrument (except power on) can be set via the RS-232 interface. The RS-232 interface electronics are opto-isolated from the amplifier circuitry to provide maximum noise immunity.

Why Use a Current Amplifier?

Many people wonder why current amplifiers are necessary. Why not simply terminate a current source with a resistor and amplify the resulting voltage with a voltage amplifier? The answer is twofold. To get a large voltage from a current, large resistors are necessary. In combination with cable capacitance, this can lead to unacceptable penalties in frequency response and phase accuracy. Current amplifiers have much better amplitude and phase accuracy in the presence of stray capacitance. Secondly, using resistive terminations forces the current source to operate into possibly large bias voltages—a situation which is unacceptable for many sources of detectors. Current amplifiers can sink current directly into a virtual null, or to a selected DC bias voltage.

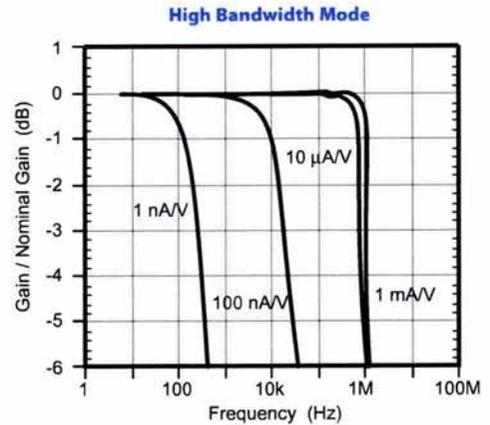
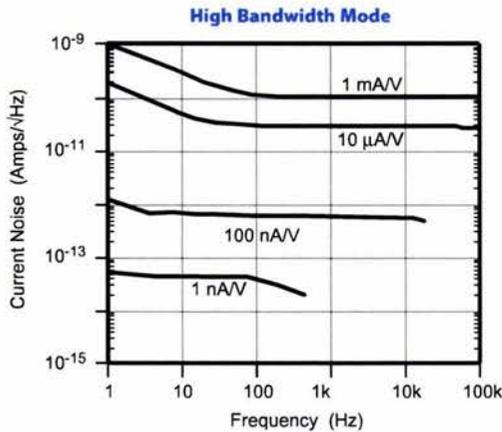
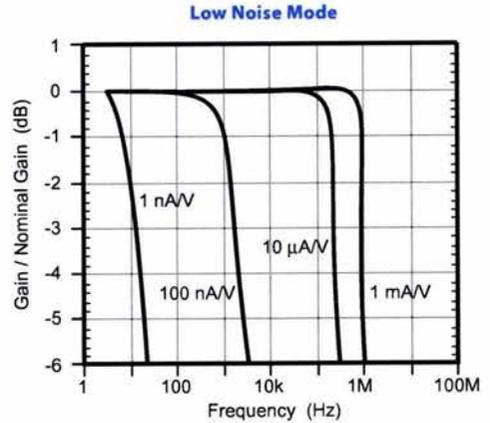
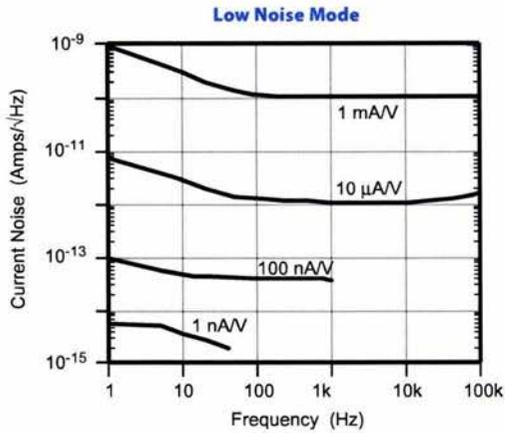
Ordering Information

SR570	Low-noise current preamplifier	\$2195
O570RMD	Double rack mount kit	\$85
O570RMS	Single rack mount kit	\$85
O570SB	Spare battery set (3 batteries)	\$150



SR570 rear panel

SR570 Current Preamplifier



Input

Inputs Virtual null or user-set bias (± 5 V)
 Input offset ± 1 pA to ± 1 mA adjustable DC offset current
 Maximum input ± 5 mA
 Noise See graphs on previous page
 Sensitivity 1 pA/V to 1 mA/V in 1–2–5 sequence. Vernier adjustment in 0.5 % steps
 Frequency response ± 0.5 dB to 1 MHz. Adjustable front-panel frequency response compensation for source capacitance.
 Grounding Amplifier ground is fully floating. Amplifier and chassis ground are available at rear panel. Input ground can float up to ± 40 V.

Filters

Signal filters 2 configurable (low-pass or high-pass) 6 dB/oct rolloff filters. -3 dB points are settable in a 1–3–10 sequence from 0.03 Hz to 1 MHz.
 Gain allocation
 Low Noise Gain is allocated to the front end for best noise performance.
 High Bandwidth Front-end gain is reduced for optimum frequency response.
 Low Drift Low bias current amplifier is used for reduced drift at high sensitivity.

Filter reset Long time constant filters may be reset with front-panel button.

Output

Gain accuracy $\pm(0.5\%$ of output + 10 mV) @ 25 °C
 DC drift See table below
 Maximum output ± 5 V into a high impedance load

General

External blanking TTL input sets gain to zero
 External toggle TTL input inverts gain polarity
 Rear panel biasing ± 12 VDC @ 200 mA, referenced to amplifier ground
 Computer interface RS-232, 9600 baud, receive only
 Power 100,120,220, or 240 VAC from line. 6 watts charged, 30 watts while charging. Internal batteries provide 15 hours of operation between charges. Batteries are charged while connected to the line.
 Dimensions $8.3'' \times 3.5'' \times 13.0''$ (WHD)
 Weight 15 lbs. (batteries installed)
 Warranty One year parts and labor on defects in materials and workmanship

Sensitivity (A/V)	Bandwidth*		Noise (f/Hz)**		Temp. coefficient $\pm(\%$ input + offset) ^{°C}	DC Input Impedance
	High BW	Low Noise	High BW	Low Noise		
10^{-3}	1.0 MHz	1.0 MHz	150 pA	150 pA	0.01 % + 20 nA	All Modes 1 Ω
10^{-4}	1.0 MHz	500 kHz	100 pA	60 pA	0.01 % + 2 nA	1 Ω
10^{-5}	800 kHz	200 kHz	60 pA	2 pA	0.01 % + 200 pA	100 Ω
10^{-6}	200 kHz	20 kHz	2 pA	600 fA	0.01 % + 20 pA	100 Ω
10^{-7}	20 kHz	2 kHz	600 fA	100 fA	0.01 % + 2 pA	10 k Ω
10^{-8}	2 kHz	200 Hz	100 fA	60 fA	0.01 % + 400 fA	10 k Ω
10^{-9}	200 Hz	15 Hz	60 fA	10 fA	0.025 % + 40 fA	1 M Ω
10^{-10}	100 Hz	10 Hz	10 fA	5 fA	0.025 % + 20 fA	1 M Ω
10^{-11}	20 Hz	10 Hz	5 fA	5 fA	0.040 % + 20 fA	1 M Ω
10^{-12}	10 Hz	10 Hz	5 fA	5 fA	0.040 % + 20 fA	1 M Ω

* Frequency Compensation adjusted for flat frequency response.
 ** Average noise in the frequency range below the 3 dB point but above the frequency where 1/f noise is significant.

ADVANTEST

SEARCH

[ABOUT ADVANTEST](#)
[INVESTORS](#)
[PRODUCTS](#)
[SUPPORT](#)
[NEWS](#)
[EVENTS](#)
[CAREERS](#)

HOME ADVANTEST AMERICA CORPORATION

Spectrum Analyzers

[Search By Product Category](#)
[Search By Application](#)
[Search By Keyword](#)
[Catalog Download](#)
Spectrum Analyzers

- [R3131A](#)
- [R3132/R3132N/R3162](#)
- [R3172/R3182](#)
- [R3267/R3273](#)
- [R3681](#)
- [U3641/U3641N](#)
- [U3661](#)

Measuring Instrument Information Search

Search

[Advanced Search Description](#)

Spectrum Analyzer
R3131A

Overview

With the performance of a standard middle-class spectrum analyzer and at a low cost, the R3131A Spectrum Analyzer can be used in a wide range of applications.

The R3131A operation key layout is a simple, easy to use design which accommodates system use and personal use. The instrument front panel is designed to be easily rack mounted for use in a variety of applications from test systems in labs to production.



[Click to enlarge](#)





[Product Information](#)
[Data Sheet](#)
[Catalog List](#)

Feature

- Built-in high accuracy OBW, ACP, and Power measurement functions which can be applied to digital radio measurement
 - Frequency stabilization
 - Improved SPAN accuracy
 - Improved level accuracy
- Improved ease of use through Auto TUNE function
- Total level accuracy guaranteed by Auto CAL function
- Standard interfaces : GPIB, RS232C, Centronics, and FD drive
- Large character display for Counter, Power measurement
- Substantial EMC measurement function
- Improved system operation speed
- Simple key arrangement
- Compact and light weight (12kg) with a space-saving design
- High performance even if economical platform
- Tracking generator option (OPT.74)

Option List

Name	Description
OPT.74	Tracking generator

Peripheral Device

No Peripheral Device found for R3131A

Accessory

No Accessory found for R3131A

GPIB Command Matrix

Name	File Type	Size
GPIB Command for R3131A	PDF	1.51MB

Driver

Name Description

[LabVIEW Driver R3131A](#)

Model : R3131A
 Revision : 4.x or later
 File Type : Zip File Size : 908KB

Specifications	
Frequency	
Range:	9 kHz to 3 GHz
Frequency reading accuracy:	\pm (Frequency reading x Frequency reference accuracy + Span x Span accuracy + 0.15 x Resolution bandwidth + 1 kHz)
Marker counter accuracy:	\pm (Marker frequency x Frequency reference accuracy + 1 LSD) (S/N \geq 25 dB, SPAN \leq 200 MHz)
Marker counter resolution:	1 Hz to 1 kHz
Frequency reference source accuracy:	\pm 2 ppm/year \pm 5 ppm at operating temperature range
Frequency span:	zero, 10 kHz to 3 GHz
Frequency span accuracy:	\leq \pm 3% (50 kHz \leq span \leq 3 GHz) \leq \pm 10% (10 kHz \leq span $<$ 50 kHz, typ. \pm 3%)
Frequency stability	
Residual FM:	\leq 100 Hzp-p/100 ms (zero span)
Sideband noise:	\leq 100 dBc/Hz (20 kHz offset)
Resolution 3 dB bandwidth:	300 Hz to 1 MHz 1-3 step
Bandwidth accuracy:	\leq \pm 20% (RBW 1 kHz to 1 MHz) \leq \pm 50% (RBW 300 Hz, typ. \pm 20%)
Selectivity (60 dB:3 dB):	\leq 15:1 (RBW 1 kHz to 1 MHz) \leq 20:1 (RBW 300 Hz, 50 dB:3 dB)
6 dB bandwidth:	9 kHz, 120 kHz
Video bandwidth:	10 Hz to 1MHz 1-10 step
Amplitude	
Amplitude measurement range:	+30 dBm to Average noise level
Maximum input level:	+30 dBm, 50 VDC
Display range	
LOG:	10 dB/div 8 div, 1,2,5 dB/div 10 div
LIN:	10%/div of reference level
Reference level range	
LOG:	-64 dBm to +40 dBm
LIN:	+141.1 μ V to +22.36 V
Input attenuator range:	0 to 50 dB 10 dB step
Sweep	
Sweep time:	50 ms to 500 s
Sweep time accuracy:	\leq \pm 3%
Trigger mode:	FREE RUN, VIDEO, EXT, LINE
Sweep mode:	REPEAT, SINGLE
Dynamic range	
Average noise level:	-113 dBm +2 f (GHz) dB (at RBW 1 kHz, VSW 10 Hz, INPUT ATT 0 dB, frequency \geq 1 MHz)
1 dB gain compression:	$>$ -5 dBm (mixer input level, $f \geq$ 20 MHz)
Secondary harmonic distortion:	\leq -70 dB (input frequency \geq 10 MHz, mixer input level -30 dBm)
3rd Order Intermodulation:	\leq -70 dB (input frequency \geq 10 MHz, mixer input level -30 dBm, $\Delta f >$ 50 kHz)
Other input spurious:	\leq -60 dB (offset \geq 20 MHz, mixer input level -30 dBm)
Residual response:	\leq -100 dBm (Frequency \geq 1 MHz, INPUT ATT = 0 dB, input 50 Ω terminated)
Windows is a trademark of Microsoft Corporation.	
R3131A-4E Jan. '02	

Amplitude accuracy	
Calibration signal:	30 MHz, -20 dBm \pm 0.3 dB
Frequency response:	\leq \pm 0.5 dB (100 kHz to 3 GHz, ATT = 10 dB) \leq \pm 1 dB (100 kHz to 2 GHz) \leq \pm 2 dB (9 kHz to 3 GHz) (after calibration at 30 MHz reference)
Scale display accuracy	
LOG:	\leq \pm 0.5 dB (0 to -20 dB) (after auto calibration) \leq \pm 1.5 dB/70 dB (after auto calibration) \leq \pm 1.0 dB/10 dB (after auto calibration) \leq \pm 0.2 dB/1 dB (after auto calibration) \pm 5% of reference level
LIN:	
Input attenuator switching accuracy:	\leq \pm 0.3 dB (10 dB reference, 30 MHz)
Resolution bandwidth switching accuracy:	\leq \pm 0.5 dB (after auto calibration)
IF gain error:	\leq \pm 0.5 dB (after auto calibration)
Total level accuracy:	\pm 1.5 dB (after auto calibration, REF = -50 to 0 dBm, ATT = 10 dB, 2 dB/div, RBW = 300 kHz, $f >$ 100 kHz)
Input/output	
RF input connector/impedance:	N type jack/50 Ω (nominal)
VSWR:	\leq 1.5 (100 kHz to 2 GHz, INPUT ATT \geq 10 dB) \leq 2.0 (9 kHz to 3 GHz, INPUT ATT \geq 10 dB)
10 MHz REF. input:	BNC jack, 50 Ω
Input range:	-10 dBm to +10 dBm
Ext. trigger input:	BNC jack, 10 k Ω (nominal), DC coupling
Phone output:	Mini monophonic jack, 8 Ω
GPIB interface:	IEEE-488 bus connector
Serial interface:	D-SUB 9-pin
Printer interface:	D-SUB 25-pin, ESC/P, PCL
Floppy disk drive:	3.5-inch, 1.4 Mbyte, MS-DOS format
General specifications	
Operating conditions:	0°C to +50°C, 85%RH max. (without condensation)
Storage conditions:	-20°C to +60°C
Power supply:	100/200 VAC, auto switching 100 VAC ; 100 V to 120 V, 50 Hz/60 Hz 220 VAC ; 220 V to 240 V, 50 Hz/60 Hz
Power consumption:	200 VA max. (100 VAC)
Weight:	12 kg or less
Dimensions:	Approx. 424 mm (W) x 177 mm (H) x 300 mm (D)
OPT.74 Tracking Generator	
Frequency range:	100 kHz to 3.0 GHz
Output level range:	0 dBm to -59.9 dBm (0.1 dB step)
Output level accuracy:	\leq \pm 0.5 dB (30 MHz, -10 dBm, 20°C to 30°C)
Output level flatness:	at -10 dBm, referenced to 30 MHz \leq \pm 1.0 dB (100 kHz to 1.0 GHz) \leq \pm 1.5 dB (100 kHz to 3.0 GHz)
Output level switching error:	at referenced to -10 dBm \leq \pm 1.0 dB (100 kHz to 1.0 GHz, output level \geq -30 dBm) \leq \pm 2.0 dB (100 kHz to 2.6 GHz) \leq \pm 3.0 dB (100 kHz to 3.0 GHz)
Output spurious	
Harmonic:	\leq -20 dBc (output level = -10 dBm)
Non-harmonic:	\leq -30 dBc (output level = -10 dBm)

Specifications may change without notification.

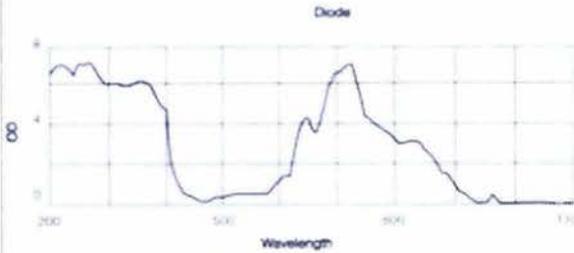
LG4 Laser Glasses, 190-400nm OD5+, 625-830nm OD3+



- Protects from the wavelengths of 190nm-400nm OD5+ and 625nm-830nm OD3+
- Comfortable frame style
- Glasses are CE certified



Thorlabs LG4 laser glasses protect from the ranges of 190nm-400nm OD5+ and 625nm-830nm OD3+. These laser glasses are available in a comfortable frame style to avoid any inconvenience to the user in a lab environment. By passing a series of extensive tests, the LG4 laser glasses have received a CE certification mark, ensuring the user protection from the wavelengths that have been specified on the glasses..



Optical Density is defined by:

$$OD = \log_{10} (1/T)$$

where T is the transmission and OD is the optical density. For example, an OD of 5 represents a transmission of 10^{-5} or 0.001%.

Price: **\$180.00** Each, Euro: **€198.00** Availability: **In Stock** Weight: **0.42 lbs, 0.19 kg**

[Spec Sheet](#)
No FAQ's Found

Quantity:

- Order - LG4 -

Sales: 973-579-7227 **Fax:** 973-300-3600 **Email:** <mailto:sales@thorlabs.com?Subject=Question on LG4> <mailto:techsupport@thorlabs.com?Subject=Question on LG4>